STUDIEN ZUM BARRETTER.

(MITTEILUNGEN DER PHYSIKALISCHEN VERSUCHS-STATION HALLE-CRÖLLWITZ.)
(No. 19.)

INAUGURAL-DISSERTATION

ZUR

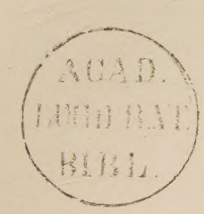
ERLANGUNG DER DOKTORWÜRDE

DER

HOHEN PHILOSOPHISCHEN FAKULTÄT

DER

VEREINIGTEN FRIEDRICHS-UNIVERSITÄT HALLE-WITTENBERG



VORGELEGT VON

WILHELM KEMPE
AUS MAGDEBURG.

HALLE A. S.
HOFBUCHDRUCKEREI VON C. A. KAEMMERER & CO.
1909.

Referent: Geh. Regierungsrat Prof. Dr. **Dorn.**

Benutzte Zeichen.

i_B der im Barretter fliessende Strom.

W_B der diesem Strom entsprechende Barretterwiderstand.

$i_{B\,opt}$ der günstigste Heizstrom.

$W_{B\,opt}$ der diesem Strom entsprechende Barretterwiderstand.

$\sigma = \left[\frac{\Omega}{i}\right] =$ Stromfaktor, d. h. die Widerstandszunahme, welche eintritt, wenn der Heizstrom von $i_{B\,opt}$ an um 1 Milliamp. erhöht wird.

$L_{11} =$ Koeffizient der Selbstinduktion.

$L_{12} =$ Koeffizient der gegenseitigen Induktion.

$C =$ Kapazität.

$C_r =$ Kapazität i. d. Resonanzlage.

b_{50}, b_{60}, b_{70} die den Ordinatenwerten 50, 60, 70 Skt. entsprechenden Breiten der Dämpfungskurve.

b_m mittlere Breite der Dämpfungskurve. $\left(b_m = \frac{b_{50} + b_{60} + b_{70}}{3}\right)$

$\nu =$ Frequenz.

$K^2 =$ Koppelungsfaktor.

$\lambda =$ Wellenlänge.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548124_0056

Inhalt.

Einleitung. Prinzip des Barretters und die bisher erreichten Resultate 7

I. Die benutzten Apparate und ihre Eichung

§ 1. Das dreifach gekoppelte System mit Wien'scher Stosserregung 8

§ 2. Eichung eines Koppelungstransformators 10

§ 3. Eichung des Condensatoraggregats 10

§ 4. Eichung der Ausschläge bei verschiedenen Widerständen im Galvanometerzweig 12

§ 5. Abhängigkeit der Amplitude vom Druck des Wasserstoffes 12

II. Untersuchungen über das Verhalten des Barretters.

§ 6. Angabe der Messmethode 12

§ 7. Untersuchung der Drahtserie 0,0039 mm mit dünnem Silber-Mantel . . . 13

§ 8. Untersuchung der Drahtserie 0,0043 mm mit dickem Silbermantel 13

§ 9. Untersuchung verschiedener Barretter im zweifach gekoppelten System der Station Blonsberg 14

III. Wie ist der Barretter in elektrisch schwingenden Systemen als Indikator zu gestalten, und wie sind seine Angaben über Amplitude und Dämpfung zu bewerten?

§ 10. Methode der Dämpfungsmessung 16

A. Im Barretterkreis besteht ein aperiodischer Zustand.

§ 11. Amplitude und Dämpfung bei verschiedenem Widerstand im Kreis 17

§ 12. Ergeben alle Barretter in Bezug auf die Dämpfung das gleiche Resultat? . 17

§ 13. Einfluss der Koppelung des Barretterkreises an den Messkreis auf die Dämpfung 18

B. Der Barretterkreis ist schwingungsfähig.

§ 14. Einfluss der Verstimmung mit Induktanz auf die Dämpfung 19

§ 15. Einfluss der Verstimmung mit Kapazität auf die Dämpfung 20

C. Barretterkreis und Messkreis sind in Resonanz.

§ 16. Dämpfung bei verschiedenem Widerstand im Kreis 21

§ 17. Hat der Widerstand des Barretters einen Einfluss auf das Resultat der Dämpfungsmessung? 21

IV. Zusammenfassung der Resultate 22

Einleitung.

Prinzip des Barretters und die bisher erreichten Resultate.

Der Barretter besteht aus einem Wollastondraht mit dünnem Silbermantel, der in Form einer **U**-Schleife mit Zuführungen aus Platindraht in ein Glasgehäuse eingefügt wird, das gut evakuiert wird. Am Bogen der Schleife wird der Silbermantel nach einem besonderen Verfahren mit warmer Salpetersäure abgeätzt, so dass die Schleife in diesem Teile nur aus der ausserordentlich dünnen (3—5 μ) Platinseele besteht. Der Widerstand der Schleife, der bei gleicher Drahtstärke hauptsächlich durch die Länge des abgeätzten Stückes bedingt ist, hängt stark von dem Heizstrom ab, der durch die Schleife fliesst (Fig. 13). Die Widerstandsänderung bei Änderung des Heizstromes kann man direkt als Mass für die Stromänderung ansetzen. Der Barretter ist also im Prinzip ein Bolometer, dass sich nur durch seinen ausserordentlich feinen Draht und die dadurch bedingte hohe Empfindlichkeit von den früheren Bolometertypen unterscheidet. In der Literatur finden sich auch beide Bezeichnungen „Barretter" und „Vakuumbolometer" nebeinander. Im folgenden wird, um in Übereinstimmung mit einer Reihe anderer Publikationen zu bleiben, die Bezeichnung „Barretter" gebraucht werden.

Bei unseren Untersuchungen wurde der Barretter stets in einer Wheatstone'schen Brückenschaltung benutzt. Nach den Arbeiten von K. E. F. Schmidt,[1]) Rautenkrantz,[2]) Neuhaus[3]) sind dabei folgende Resultate gefunden worden:

1. Jeder Barretter zeigt bei einem Heizstrom von gewisser Stärke ein Maximum der Empfindlichkeit. Die Stärke dieses günstigsten Heizstromes, den wir mit $i_{B\,opt}$ bezeichnen wollen, hängt vom Widerstand des Barretters bei gleicher Strombelastung ab. Aus praktischen Gründen ist hierbei zunächst einheitlich eine Normalstromstärke von 0,002 Amp. angenommen worden. Die Stärke des günstigsten Heizstromes ist unabhängig von der Frequenz des zu messenden Wechselstromes.

2. Eine Reihe von Barrettern aus demselben Draht, mit verschiedener Schleifenlänge, d. h. mit verschiedenem Widerstand, zeigen ungleiche Empfindlichkeit. Die Empfindlichkeit steigt mit wachsendem Widerstand (bezogen auf 0,002 Amp.) und mit wachsendem Stromfaktor $\left(\frac{\Omega}{i}\right)$ bis zu einem Maximum an und fällt dann wieder ab. Jede Drahtserie hat also einen empfindlichsten Barretter.

3. Die Empfindlichkeit wächst, wenn das Verhältnis

$$q = \frac{W_B}{W} = \frac{W_3}{W_4}, \qquad \begin{matrix} W_B = \text{Barretterwiderstand}, & W = \text{Vergleichswiderstand}, \\ W_3, W_4 = \text{Verzweigungswiderstände}. \end{matrix}$$

so klein als möglich gemacht wird. Aus Gründen konstruktiver Natur wählten wir für unsere praktischen Kombinationen das Verhältnis $q = \frac{1}{10}$. Eine weitere Verkleinerung von q ergibt keine beträchtliche Steigerung der Empfindlichkeit mehr.

---

1) K. E. F. Schmidt, Phys. Zeitschr. **8** 1907, pag. 601—606.
2) Rautenkrantz, Phys. Zeitschr. **9** 1908, pag. 911—915.
„ „ „ **10** 1909, „ 93—97.
3) Neuhaus, Dissertation, Halle 1909.

Es traten nun folgende Fragen auf:

1. Hängt die Empfindlichkeit einer Drahtserie mit der Drahtstärke und dem Widerstand zusammen?

2. Ergeben sich für Schwingungen anders erregter Systeme die gleichen Verhältnisse?

3. Wie ist der Barretter bei schnellen elektrischen Schwingungen als Indikator zu benutzen und wie sind seine Angaben über Amplitude und Dämpfung zu bewerten?

Auf Anregung und mit gütiger Unterstützung des Herrn Prof. Dr. K. E. F. Schmidt habe ich mich mit diesen Fragen beschäftigt und sie, wie in der vorliegenden Arbeit berichtet wird, zu lösen gesucht.

I. Teil.

Die benutzten Apparate und ihre Eichung.

§ 1. Das dreifach gekoppelte System mit Wien'scher Stosserregung.

Um möglichst geringe Dämpfungen und damit die reinsten Verhältnisse zu erhalten, wurde bei den Untersuchungen über die Empfindlichkeit der Barretter ein System mit Wien'scher[1]) Stosserregung benutzt. Ein Kreis I aus Selbstinduktion und Kapazität parallel zu einer Zischfunkenstrecke geschaltet, wird angeregt durch einen Transformator **T**, der seine Energie aus einer Teslamaschine empfängt (Fig. 1). Lose angekoppelt ist der Kreis II, bestehend aus Selbstinduktion, Kapazität und geringem Ohm'schen Widerstand. Kreis I und II sind auf Resonanz abgestimmt. Zur Aufnahme von Resonanzkurven ist Kreis III, der „Messkreis" mit variablen Kondensator angekoppelt, er überträgt die Energie auf den durch Kreis IV angeschlossenen Indikator, bei unseren Untersuchungen den Barretter.

Im Allgemeinnen werden in diesem System bei genügend fester Koppelung II/III und gewöhnlicher Luftfunkenstrecke zwei Wellen von verschiedener Wellenlänge im Kreis III auftreten. Benutzen wir nun aber eine kurze Zischfunkenstrecke, so rücken bei lockerer werdender Koppelung beide Wellen mehr und mehr zusammen, um bei extrem loser Koppelung zu einer einzigen Welle zusammenzufallen, die der Eigenwelle und Eigendämpfung des Kreises II entspricht.

Als Grund für diese Erscheinung kann man wohl die extrem lose Koppelung und die starke Zunahme der Funkendämpfung während der Entladung annehmen, die einen fast aperiodischen Zustand im Kreis I erzeugt. Die Wirkung von Kreis I auf Kreis II wird also stossartig. Eine, durch einen Energiestoss im Kreis II angeregte Schwingung wird, da keine Rückübertragung von Energie auf Kreis I statfinden kann (vergl. sympathische Pendel) und da auch die übrigen Dämpfungsfaktoren, Joule'sche Wärme, Strahlung etc. sehr gering sind, äusserst langsam abklingen.

Da auch Kreis III nur wenig dämpfend wirkt, erhalten wir also ein System von verhältnismässsig sehr geringer Dämpfung.

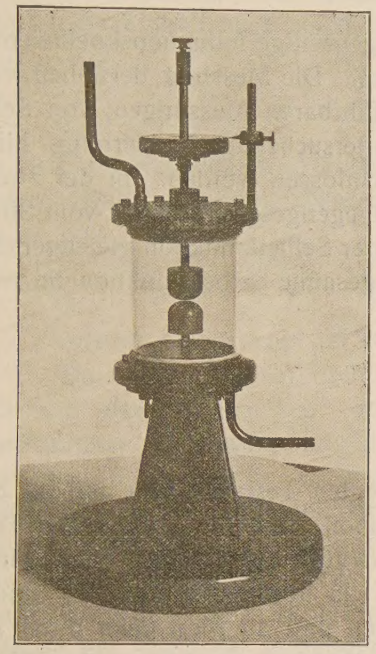
Soweit das Prinzip des Vorganges. Bei unserer Versuchsanordnung wurde eiue Messingfunkenstrecke von 0,73 mm Schlagweite benutzt, die sich in einer Wasserstoffatmosphäre von konstantem Druck befand. Es wurde damit eine sehr gute Konstanz erzielt, da eine Oxydation der Elektroden, wenn der Funken längere Zeit läuft, nicht stattfinden kann.

Im Kreis I, dem Wien'schen Stosskreis, wurde als Kapazität eine Leydener Flasche von ca. 650 cm (el. stat.) benutzt. Die L-Grösse wurde erzielt durch blanke Kupferspulen mit 25 Windungen von 22 cm Durchmesser mit einem Selbstinduktionskoeffizienten von 60000 cm (el. magn.).

Kreis II ist durch eine Spule von 25 cm Durchmesser mit 9 Windungen und einem Selbstinduktionskoeffizienten von 25800 cm (el. magn.) an den Funkenkreis angekoppelt. Der gegenseitige

1) Jahrb. für Drahtl. Telegr. 1907 Bd. 1 pag. 469.

Induktionskoeffizient der Spulen L_1 und L_2 des Koppelungstransformators beträgt ca. 1000 cm (el. magn.). L_3 ist ebenfalls eine blanke Kupferdrahtspule mit demselben Durchmesser, aber nur 6 Windungen und dem Selbstkoeffizienten von 17040 cm (el. magn.). Als Kapazität wurde ein variabler Drehkondensator, System Telefunken, mit 17 festen und 16 drehbaren Platten benutzt. Die Kapazität in der Resonanzlage betrug etwa 760 cm (el. stat.). Das Dielektrikum war Luft.



Wasserstofffunkenstrecke mit Messingelektroden.

Berechnen wir also nach der Formel:

$$\lambda = 2\pi\sqrt{L.C.}$$

(L = cm el. magn, C = cm el. stat.)

die Wellenlänge, so ergibt sich

$$\lambda = 358 \text{ m.}$$

Kreis III, der Messkreis, bestand zunächst aus 2 Spulen von 25 cm Durchmesser und einem Selbstinduktionskoeffizienten von je 50000 cm und einem variablen Drehkondensator, System Telefunken, mit 5 festen und 4 drehbaren Platten mit Luft als Dielektrikum. Im Lauf der Untersuchungen zeigte es sich jedoch, dass die Teilung desselben zu grob war, um die schnell aufsteigenden Resonanzkurven genau aufzunehmen. Zur feineren Unterteilung wurde daher ein Luftplattenkondensator, bestehend aus 2 Kreisplatten von 10 cm Durchmesser und 4 mm Dicke, deren Abstand auf einer Trommelteilung genau abzulesen war, parallel dazu geschaltet. Das Aggregat wurde nach der unter I. § 3 angegebenen Methode geeicht. Mit dieser sehr feinen Unterteilung war es möglich, gute Resonanzkurven aufzunehmen und die zum Teil sehr kleinen Dämpfungsunterschiede bei den einzelnen Versuchen zu ermitteln.

Als Indikatoren wurden Barretter von verschiedener Empfindlichkeit benutzt, die durch eine Spule L_6 von gleichen Dimensionen wie L_4 und L_5 an den Messkreis angekoppelt wurden. Um den Barretter nicht kurz zu schliessen, würde noch ein Glimmerkondensator, je nach den Versuchsbedingungen von verschiedener Kapazität, in den Kreis IV, den „Barretterkreis", eingeschaltet.

Je 2 Koppelungsspulen befanden sich auf Holzschlitten, ihr Abstand war genau auf einer Skala abzulesen. Ist nun das System als Funktion der Entfernungen geeicht, so ist damit auch der gegenseitige Induktionskoeffizient gegeben. Eine solche Eichung wurde für die Spulen L_5 und L_6 ausgeführt und ist unter I. § 2 angegeben.

Bei dem Aufbau des ganzen Systems ist acht zu geben auf etwaige Störungen durch die Umgebung (dämpfender Einfluss grösserer Metallmassen, sich kreuzender Stromleitungen etc.). Wie bedeutend dieser Faktor ist, ersieht man aus den kleinen Dämpfungswerten unseres jetzigen Systems, Dämpfungswerten von ca. 0,01—0,015, während es früher aus fast denselben Instrumenten, aber wie sich jetzt zeigt, nicht störungsfrei aufgebaut, einen Dämpfungswert von 0,1—0,05 hatte.

Um den Einfluss schwächerer vagabundierender Wellen herabzudrücken, wurden sämtliche Drähte möglichst nahe an einander parallel geführt. Es wurde dadurch eine sehr gute Konstanz erzielt, der Einfluss der an anderer Stelle des physikalischen Instituts erzeugten stärkeren Schwingungen wurde dadurch nicht beseitigt.

Grosse Sorgfalt ist bei allen Versuchen auf die Festigkeit der Kontakte zu verwenden. Lockere Kontakte ergeben für schnelle Schwingungen schwankende Übergangswiderstände und daher grosse Unterschiede in der Amplitude und starkes Ansteigen der Dämpfung. Sind alle diese Faktoren berücksichtigt, so ergibt sich eine sehr gute Konstanz, die es möglich macht, Resonanzkurven mit einem Fehler von 1% aufzunehmen und die Dämpfung mit maximal 3% Fehler daraus zu ermitteln.

§ 2. Eichung des Koppelungs-Transformators $L_{5\,6}$.

Zur Untersuchung des Einflusses der Koppelung III/IV, d. h. des Barretterkreises an den Messkreis, war es nötig, den Koppelungsfaktor

$$K^2 = \frac{L_{56}^{\,2}}{L_{55} \cdot L_{66}}$$

bei den verschiedenen Abständen der Spulen zu bestimmen. Der gegenseitige Induktionskoeffizient L_{56} der Spulen bei verschiedener Entfernung wurde experimentell bestimmt. Die Messung derselben wurde zurückgeführt auf die mit der Dolezalek-Brücke[1]) sehr genau ausführbaren Messungen von Selbstinduktionskoeffizienten. Beide Spulen werden zuerst in der zu untersuchenden Entfernung hintereinander geschaltet, so dass sie vom Strome im gleichen Sinne durchflossen werden. In der zweiten Messreihe sind die Spulen gegeneinander geschaltet, so dass sie im entgegengesetzten Sinne vom Strome durchflossen werden. Im ersten Falle wird die gegenseitige Induktion der Selbstinduktion gleichgerichtet, im zweiten Falle dagegen entgegengesetzt sein. Bezeichnen wir die gesamte Selbstinduktion im ersten Falle mit L_a, im zweiten mit L_b, so ist offenbar:

$$L_a = L_{55} + L_{66} + 2\,L_{56}$$
$$L_b = L_{55} + L_{66} - 2\,L_{56}$$
$$L_{56} = \frac{1}{4}\,(L_a - L_b).$$

Bei der Messung von L_a und L_b wurden die Ströme der schwach erregten Teslamaschine mit ca. 3000 Perioden benutzt; als Nullinstrument diente ein gewöhnliches Telephon. Da die Ströme der Teslamaschine fast rein sinusförmig sind, fand bei gutem Abgleichen der Brücke ein völliges Verschwinden des Tones statt, woraus der Selbstinduktionswert leicht sehr genau zu bestimmen war. L_a und L_b wurden als Funktionen der Abstände der Spulen in Kurven aufgetragen und die Messfehler durch Ausgleichung der Kurve korrigiert. Es zeigte sich dabei ein maximales Fehlen von 0,5%. Aus den so korrigierten Werten wurde L_{56} ermittelt und ebenfalls als Funktion der Abstände aufgetragen.

Es ergaben sich die in untenstehender Tabelle 1 angegebenen Werte:

Tabelle 1.

Abstand der Spulen	L_a (cm, el. m.)	L_b (cm, el. m.)	L_{56} (cm, el. magn.)
20 mm	139329	74707	16156
40 „	131850	82007	12461
60 „	126818	86642	9955
80 „	123469	90715	8096
100 „	120322	93452	6718
120 „	118392	95836	5591
140 „	116600	97500	4775
160 „	115337	98622	4179
180 „	114303	99842	3615
200 „	113268	100600	3200
220 „	112639	101500	2785
240 „	112100	101810	2575
260 „	111293	102350	2236
280 „	110979	102670	1995
300 „	110575	103520	1763
320 „	110395	103740	1664
340 „	110215	104010	1585
360 „	110349	104190	1540
380 „	110349	104280	1517
400 „	110349	104690	1507

Fig. 2 zeigt den Verlauf der als Funktionen der Abstände der Spulen aufgetragenen Induktionswerte.

Es ist also möglich, mit einem derartigen Koppelungstransformator äusserst genau zu variierende Induktanzwerte zu schaffen, was sich im Verlauf der Untersuchungen als sehr praktisch erwies.

§ 3. Eichung des Condensatoraggregats im Messkreis.

Wie schon erwähnt, war es nötig, zur feineren Unterteilung des Telefunkenkondensators im Messkreis einen kleinen variablen Plattenkondensator parallel zu schalten. Das System wurde bei fester Stellung des Telefunkenkondensators (90°) in den verschiedenen Abständen der Platten des Plattenkondensators geeicht nach folgender Methode:

Das Aggregat wurde in den Messkreis eingeschaltet und nun soviel Selbstinduktion hinzugefügt, bis sich durch Maximum des Ausschlages im Barretter die Resonanz des Messkreises und Kreis II anzeigt. Da es nicht genau möglich

1) Vergl. Zeitschr. für Instrum. Kunde 1903 pag. 240 ff.

ist, den Resonanzpunkt direkt zu bestimmen, werden die Ausschläge bei verschiedenen L-Werten als Funktion derselben aufgetragen und das zum Optimum gehörige L daraus entnommen. Für alle Kondensatorstellungen muss sein:

$$LC = \text{const},$$

denn die Wellenlänge des Kreises II bleibt ja ungeändert. Nehmen wir die Kapazität irgend einer Stellung als Einheit an und ist die Selbstinduktion im Resonanzfalle gleich L_1, so ist:

$$L_1 = L_x \, C_x$$

$$C_x = \frac{L_1}{L_x}$$

Der absolute Kapazitätswert kann durch Vergleichung mit einem bekannten Kondensator C_n gefunden werden. Das im Resonanzfalle zu C_n gehörige L sei L_n, dann ist:

$$C_n \cdot L_n = C_x \cdot L_x$$

$$C_x = \frac{L_n}{L_x} \, C_n .$$

Soweit das Prinzip der Messung, praktisch wurde folgender Weg eingeschlagen:

Da es sich bei der Eichung des Koppelungstransformators gezeigt hatte, dass sich durch Verschiebung der Spulen sehr genau der Selbstinduktionswert variieren lässt, wurde ein solcher Transformator zur Bestimmung des zur Resonanz gehörigen L-Wertes benutzt. Das Schaltungsschema ist aus Fig. 3 ersichtlich. L_1 und L_2 sind Spulen, die zum Empfang bezw. zur Übertragung der Energie dienen, L_{34} ist ein Koppelungstransformator. Der Selbstinduktionswert des ganzen Kreises setzt sich also zusammen aus L_{11}, L_{22} und dem vom Abstand der Spulen abhängigen Wert des Transformators. Die gesamte Selbstinduktion des Systems bei den verschiedenen Entfernungen der Transformatorspulen ist mit der Dolezalekbrücke leicht zu bestimmen. Die Messung ergab die in Tabelle 2 und Fig. 4 als Funktion der Abstäude aufgetragenen Werte.

In diesen Kreis, dessen Selbstinduktion bei den verschiedenen Abständen der Transformatorspulen bekannt ist, wird das Condensatoraggregat eingefügt, z. B. mit der Stellung 25, d. h. Plattenabstand 25 mm. Durch Verschiebung des Spulenabstandes, d. h. Veränderung des L-Wertes, wird nun eine Resonanzkurve aufgenommen (Fig. 5). Ihr Optimum gibt den Abstand der Spulen und damit (Fig. 4) den zum Resonanzfall gehörigen L-Wert an. Der Abstand der Spulen, bei dem Resonanz eintritt, wird für alle Condensatorstellungen ermittelt. Die Messung ergab die in Tabelle 3 Spalte 2 mitgeteilten Werte. Das Messresultat wird jedoch noch mit einem gewissen Fehler behaftet sein. Um diesen zu eliminieren, werden die Spulenabstände, bei denen Resonanz eintritt, aufgetragen als Funktion der Kondensatorstellungen (Fig. 6) und die Fehler (max 2.4%) graphisch korrigiert.

Tabelle 2.

Abstand der Transf.-Spulen	L (cm)	Abstand der Transf.-Spulen	L (cm).
100 mm	211000	240 mm	200400
120 „	208000	260 „	199300
140 „	206050	280 „	199200
160 „	204400	300 „	198600
180 „	203200	320 „	198200
200 „	201900	340 „	197700
220 „	200900	360 „	197290

Die korrigierten Werte sind in Tabelle 3 Spalte 3 angegeben. Man entnimmt nun aus Fig. 4 die zu ihnen gehörigen L-Werte (Tab. 3 Spalte 4) und bildet, da die Stellung 25 als Einheit angenommen werden soll, die Quotienten

$$C_x = \frac{L_{25}}{L_x}$$

Die numerischen Werte sind in Tabelle 3 Spalte 5 angegeben und in Fig. 7 als Kurve aufgetragen. Die Kurve zeigt eine gute Genauigkeit, so dass es möglich ist, mit dem so geeichten Condensatoraggregat sehr kleine, gut kontrollierbare Kapazitätsänderungen zu bewirken.

Tabelle 3.

Cond. Stellg.	Abst. d. Transform.-Spulen Gemessen	Abst. d. Transform.-Spulen Korrigiert	L_x (cm)	$C_x = \frac{L_{25}}{L_x}$
25	135	136	206500	1.
22	140	140	206100	1.00193
20	144	142^5	205950	1.00267
18	146	145^5	205620	1.00439
16	149	149	205350	1.00560
15	150	151^5	205120	1.00672
14	154	154^2	204900	1.00781

Tabelle 3 (Fortsetzung).

Cond. Stellg.	Abst. d. Transform.-Spulen Gemessen	Korrigiert	L_x (cm)	$C_x = \frac{L_{25}}{L_x}$
13	161	158[7]	204480	1.00988
12	166	164	204200	1.01126
11	170	170[5]	203600	1.01423
10	180	180	203000	1.01723
9	194	191[1]	202350	1.02051
8	207	207[4]	201530	1.02467
7	236	235	200470	1.03007
6	270	270	199400	1.03559

§ 4. Eichung der Ausschläge bei verschiedenen Widerständen im Galvanometerzweig.

Bei dem Vergleich von Barrettern verschiedener Empfindlichkeit in unserer Prüfschaltung trat zuweilen der Fall ein, dass der eine nur einen geringen, ein anderer dagegen einen, weit über die Skala hinausgehenden, Ausschlag zeigte. Um letzteren zu vermindern, wurde dann Widerstand in den Galvanometerzweig geschaltet. Um aber die Ausschläge bei verschiedenen Empfindlichkeitsgraden des Galvanometers mit einander vergleichen zu können, wurden die Ausschläge als Funktion der Widerstände im Galvanometerzweig geeicht. Den Verlauf der Eichkurve zeigt Fig. 8.

Handelt es sich, wie z. B. bei Dämpfungsmessungen, nicht um die absolute Amplitude, so ist die gleiche Wirkung auch zu erzielen, indem man einen Spannungsteiler in den Galvanometerzweig legt.

§ 5. Abhängigkeit der Amplitude vom Druck des Wasserstoffs.

Um den Einfluss von Schwankungen des Wasserstoffdruckes auf die Amplitude zu ermitteln, wurde der Druck variiert und die Amplitude abgelesen. Die Drucke wurden an einem Alkoholmanometer (mit Fuchsin gefärbt) abgelesen. Kurve 9 zeigt die dabei beobachtete Abhängigkeit der Amplitude vom Druck des Wasserstoffs. Bei niederen Drucken steigt die Amplitude mit geringen Druckänderungen stark an, über 30 mm hinaus ist der Einfluss von Druckschwankungen wesentlich geringer, es empfiehlt sich also, in diesem Bereich zu arbeiten.

II. Teil.

Studien zum Verhalten des Barretters.

§ 6. Angabe der Messmethode.

Die Bestimmung der Empfindlichkeit der Barretter wurde in der schon von Neuhaus beschriebenen Prüfschaltung ausgeführt. In der Methode selbst trat eine kleine Änderung ein. Bei den früheren Untersuchungen über die Empfindlichkeit bei verschiedenem Heizstrom bleibt der dem Barretterzweig in der Brücke gegenüberliegende Widerstand W konstant ca. gleich $W_{B\,opt}$. Bei den Heizströmen die kleiner sind als $i_{B\,opt}$, war also das Verhältnis

$$q^1) = \frac{W_B}{W} < 1.$$

Mit wachsendem i_B geht q dann über 1 nach Werten die grösser 1. Nun ist aber, wie oben (pag. 7) mitgeteilt wurde, die Empfindlichkeit abhängig vom Verhältnis $q = \frac{W_B}{W}$. Die Empfindlichkeitskurve bei verschiedenem i_B wird also verzerrt sein und zwar wird der aufsteigende Ast etwas zu hoch, der abfallende etwas zu tief liegen. Für $i_{B\,opt}$ ist $q = 1$ und damit auch die Empfindlichkeit richtig. Aus dem angeführten Grunde wurde der dem Barretter in der Brücke gegenüberliegende Widerstand gleich dem Barretterwiderstand gemacht, damit bei allen Heizströmen das Verhältnis q gleich 1 ist.

---

[1]) Vergl. pag. 7, 3.

Die Angabe der Empfindlichkeit ist bezogen auf den Ausschlag eines fest eingebauten sog. „Normalbarretters", dessen Empfindlichkeit konstant bleibt.

Die Widerstände der Barretter bei verschiedenem Heizstrom wurden in der ebenfalls von Neuhaus[1]) angegebenen Brückenschaltung ermittelt.

Die bisherigen Untersuchungen über die Empfindlichkeit der Barretter waren nur an drei verschiedenen Drahtserien und zwar ausschliesslich in einem System mit Wien'scher Stosserregung ausgeführt worden. Aus dem so gewonnenen Material, das keine sehr gute Übereinstimmung zeigte, war jedoch noch nichts über die die Empfindlichkeit beeinflussenden Faktoren zu entnehmen. Es war daher nötig, noch weiteres Beobachtungsmaterial zu schaffen, um die früher gewonnenen Resultate zu bestätigen und zu erweitern.

Um daher die Hauptfragen: Hängt die Empfindlichkeit einer Drahtserie von der Stärke des Drahtes, seinem Widerstand oder seinem Stromfaktor ab? zu entscheiden, wurden noch zwei Drahtserien untersucht. Das dabei gewonnene Material ist in §§ 7 und 8 zusammengestellt.

§ 7. Untersuchung der Drahtserie 0,0039 mm.

Diese Untersuchung wurde noch durchgeführt in dem von Neuhaus beschriebenen System mit verhältnismässig grosser Dämpfung.

Im Gegensatz zu den früher untersuchten Drahtserien hat diese einen sehr dünnen Silbermantel. Bei den älteren Drahtserien betrug die Dicke des Silbermantels (mikroskopisch gemessen) etwa 0,046 mm, während sie bei dieser Serie nur etwa 0,012 mm beträgt.

Die mikroskopische Untersuchung zeigte ferner, dass der Draht sehr gut homogen gezogen war. Er liess sich auch für unseren Zweck gut verarbeiten. Die maximale Empfindlichkeit bleibt aber hinter der der früher untersuchten Serien weit zurück.

Die sich aus den Beobachtungen ergebenden Kurven zeigen gute Genauigkeit und Regelmässigkeit, sodass es möglich war, aus den Daten von nur 5 Barrettern die Empfindlichkeitskurve (Abhängigkeit der Empfindlichkeit vom Widerstand bei 2×10^{-3} Amp.) zu ermitteln. Ihren Verlauf zeigt Fig. 10. Die für die einzelnen Barretter ermittelten Zahlen zeigt Tabelle 4.

Die aus diesem Beobachtungsmaterial gewonnenen Kurven zeigen die Figuren 10 und 12.

Die von Rautenkrantz[2]) gefundene Beziehung zwischen Stromfaktor und Widerstand einerseits und Stromfaktor und Empfindlichkeit anderseits wird dadurch bestätigt.

Tabelle 4.

No.	Empf. Skt.	W_B (2×10^{-3} A.) Ω	$i_{B\,opt}$ ($\times10^{-3}$ A.)	$W_{B\,opt}$ Ω	σ $\left[\frac{\Omega}{i}\right]$	W_B Luft Ω
2	41.6	24.9	6.700	40.6	7.3	23.5
3	60.9	44.2	3.072	50.4	14.2	39.6
6	102.3	74.5	2.186	78.3	22.5	56.2
1	110.9	91.2	1.555	83.6	30.7	67.4
7	91.5	120.7	1.358	105.4	38.0	94.3

§ 8. Untersuchung der Drahtserie 0,0043 mm.

Der Draht ist aus denselben Beständen gezogen, wie die von Neuhaus untersuchten Serien, sein Silbermantel hat auch die gleiche Stärke (0,046 mm). Die Untersuchung geschah analog der vorigen, die Resultate sind in Tabelle 5 zusammengestellt und in den Kurven Fig. 11 graphisch aufgetragen.

Das Maximum der Empfindlichkeit ist noch nicht erreicht, es ist jedoch kaum möglich, noch längere Schleifen als die des Barretters f herzustellen. Eine beträchtliche Steigerung ist ja nach den Kurven Fig. 11 kaum noch zu erwarten.

1) Neuhaus, Dissertation Halle 1909.

2) Rautenkrantz, Phys. Ztschr. 10. Jahrg. No. 3. pag. 93—97.

Tabelle 5.

No.	Empf. Skt.	W_B (2×10^{-3} A.) Ω	$i_{B\,opt}$ ($\times 10^{-3}$ A.)	$W_{B\,opt}$ Ω	δ $\left[\frac{\Omega}{i}\right]$	W_B Luft Ω
a	79.6	37.4	4.350	58.6	15.4	34.3
d	119.9	77.0	2.800	88 8	23.9	63.35
P. 58	164.1	129 7	1.535	114.1	33.9	
e	186.5	141.0	1.310	113 3	38.6	90.45
b	253.6	226.0	1,090	170.5	60.4	132.5
f	334.3	379.5	0.900	243.8	120.4	

Die Kurve, in der der Stromfaktor als Funktion von W_B bei 2×10^{-8} Amp. aufgetragen ist, zeigt entgegengesetzt den von Rautenkrantz gefundenen, einen zur Abzissenachse konkaven Verlauf (Fig. 12), während die gleiche Kurve für die vorbesprochene Drahtserie 0,0039 mm linear ist. Die Unterschiede sind wahrscheinlich auf die verschiedenen Silbermäntel und die damit verbundene ungleiche Wärmeableitung zurückzuführen.

Vergleichen wir die, in den §§ 8 und 9 gefundenen Daten mit den von Neuhaus und Rautenkrantz gefundenen, so können wir daraus ersehen:

1. Eine Abhängigkeit der Empfindlichkeit von der Drahtstärke lässt sich bei dem bisherigen Beobachtungsmaterial nicht konstatieren.

2. Die von Rautenkrantz[1]) bei einem Vergleich der drei früheren Drahtserien gefundene Beziehung, dass σ_{opt}[2]) mit zunehmenden Drahtdurchmesser abnimmt, bestätigt sich nicht.

Auch aus den Kurven (Fig. 13a), in denen die Widerstände der einzelnen Barretter bei verschiedenen Heizströmen aufgetragen sind, lässt sich zunächst nichts für die einzelnen Drahtsorten Charakteristisches herauslesen.

Der Grund dafür ist meines Erachtens in dem Einfluss der verschiedenen Silbermäntel zu suchen, der bisher noch nicht berücksichtigt wurde. Ein weiterer Grund liegt darin, dass wir alle Widerstandskurven nur für Gleichstrom aufnehmen und die aus ihnen gewonnenen Daten auf Wechselströme bezw. schnelle Schwingungen anwenden, während die Widerstandsänderungen im Wechselstrom tatsächlich ganz andere sein werden. Leider finden sich in der Literatur noch keine Angaben über die Wechselstromwiderstände derartig feiner Drähte, wie wir sie verwenden.

Wir können also die bei diesen Untersuchungen gemachten Erfahrungen dahin aussprechen:

Der Silbermantel hat einen gewissen Einfluss auf die unter den einzelnen Faktoren bestehenden Beziehungen, um ihn zu konstatieren, sind 2 Drahtserien mit gleichem Platinkern, aber verschieden starkem Mantel zu untersuchen.

Die bisher nur für Gleichstrom aufgenommenen Kurven, Widerstand bei verschiedener Stromstärke und die aus ihnen gewonnenen Stromfaktoren $\left(\frac{\Omega}{i}\right)$ sind für schnelle Schwingungen aufzunehmen.

Erst die so gewonnenen Kurven werden es möglich machen, sichere Schlüsse über die zwischen den einzelnen Faktoren bestehenden Beziehungen zu ziehen. Die Arbeiten werden auch in dieser Richtung fortgesetzt werden und werden, da inzwischen durch die empfindlicheren Barretter ein besseres System hergestellt werden konnte, auch für die Barretteruntersuchungen bessere Resultate ergeben.

§ 9. Untersuchung verschiedener Barretter im zweifach gekoppelten System der Versuchsstation Blonsberg.

Wie schon oben erwähnt, sind alle früheren Untersuchungen nur in einem System mit Wien'scher Stosserregung durchgeführt worden. Es war daher von Interesse, die Verhältnisse zu studieren, die sich in anders angeregten Systemen, z. B. in dem, durch die Sendestation Cröllwitz angeregten Blonsberger System, ergeben.

1) Rautenkrantz, Phys. Zeitschr. 10. Jahrg. Nr. 3, pag. 93, 97.

2) Unter σ_{opt} versteht er den Stromfaktor des empfindlichsten Barretters einer Drahtserie.

Eine Reihe von Barrettern verschiedener Drahtstärken wurde in Form transportabler Kombinationen eingebaut und ihre Empfindlichkeit im zweifach gekoppelten System[1]) der 8 km entfernten Versuchsstation Blonsberg bestimmt.

Die Messungen wurden ausgeführt:

1. Für den direkten Empfang (Barretter induktiv an Antenne gekoppelt).

2. Für den gekoppelten Empfang (Kurze Welle). Zwischen Antenne und Barretterkreis ein Messkreis eingefügt.

Der Spulenabstand $^{I}/_{II}$ betrug dabei 170 mm und war auf das Optimum der Wirkung eingestellt, Spulenabstand $^{II}/_{III}$ betrug 50 mm.

Vorher waren sämtliche Baretterkombinationen hinsichtlich ihrer Empfindlichkeit in dem System mit Wien'scher Stosserregung geprüft worden. Die Resultate zeigt Tabelle 6.

Tabelle 6.

No.	$W_{B\ opt}$ Ω	Empfindlichkeit (Skt.)			$\frac{E_D}{E_W}$	$\frac{E_G}{E_W}$	Draht-stärke
		Wien	Dir. Empf.	Gek.Empf.			
45	60.2	30	97	155	3.23	5.18	0.00525
102	131.4	166	223	331	1.34	1.97	0.0035
43b	170.5	183	170	246	0.93	1.34	0.0043
87	219.5	271	210	281	0.79	1.02	0.00315

Darin bedeuten die Brüche:

$$\frac{E_D}{E_W} = \frac{\text{Empfindl. im Direkten Empfang,}}{\text{Empfindl. im Wien'schen System,}}$$

$$\frac{E_g}{E_W} = \frac{\text{Empfindl. im gekoppelten Empfang,}}{\text{Empfindl. im Wien'schen System,}}$$

d. h. sie geben die relativen Empfindlichkeiten, bezogen auf das Wien'sche System, an.

Diese relativen Empfindlichkeiten, aufgetragen als Funktion der Barretterwiderstände, zeigt Fig. 13b.

Wir erhalten daraus die Beziehung: die relative Empfindlichkeit im zweifach gekoppelten Empfangssystem, bezogen auf die Empfindlichkeit im Wien'schen System, nimmt mit wachsendem Barretterwiderstand ab.

Wir wollen diese Erscheinung zu erklären versuchen, indem wir kurz auf die Vorgänge im Barretter eingehen. Ein erster Impuls rege im Kreis eine Schwingung an, die gemäss dem Dämpfungsfaktor abklingt. Sie wird dem Barretter eine bestimmte Wärmemenge zuführen. Es wird nun eine gewisse Zeit vergehen, bis ein neuer Impuls eine neue Schwingung mit gleichem Effekt auslöst. Während dieser Zeit könnte sich der Barretter durch Wärmeabgabe, sei es durch Strahlung oder durch Leitung, abkühlen. Der gesamte Wärmeeffekt und damit auch die Empfindlichkeit nach einer Reihe von Impulsen wird also von der Grösse der Zeitintervalle, in der die Impulse auf einander folgen, abhängig sein.

Nun steht aber sicher die Anzahl der Impulse im Zusammenhang mit der Zahl der Funkenübergänge. Diese sind aber bei unseren Systemen sehr verschieden. In dem Wien'schen Stosskreis ist ihre Anzahl so gross, dass nahezu ein kontinuierliches Funkenband entsteht, während im Cröllwitzer Sendesystem nur etwa 10 bis 25 Übergänge pro sec. erfolgen.

1) Heinecke, Dissertation Halle 1909.

III. Teil.

Wie ist der Barretter in elektrisch schwingenden Systemen als Indikator zu benutzen und wie sind seine Angaben über Amplitude und Dämpfung zu bewerten?

Wie schon bei der Beschreibung des Systems angegeben wurde, besteht der Barretterkreis aus einer Spule, einem Kondensator und dem Barretter. Das Ganze bildet also ein aus Selbstinduktion, Kapazität und Ohm'schen Widerstand zusammengesetztes System, das bei richtiger Wahl der Faktoren schwingungsfähig ist, aber auch so eingerichtet werden kann, dass in ihm ein aperiodischer Zustand herrscht. Inwiefern Amplitude und Dämpfung von den in diesem Kreise bestehenden Verhältnissen abhängt, soll im folgenden untersucht werden. Es handelt sich also um die Beantwortung der Fragen:

1. Ist die Dämpfung abhängig von der Wahl des Barretters?
2. Hängt die Dämpfung vom Widerstand des gesamten Barretterkreises ab?
3. Wie ist der Barretterkreis zu gestalten, um die günstigsten Verhältnisse, geringe Dämpfung bei grosser Amplitude, zu erhalten?

§ 10. Methode der Dämpfungsmessung.

Die logarithmischen Dekremente der Schwingungen wurden nach folgendem Verfahren bestimmt. Im Messkreis wird durch Veränderung der Kapazität eine Resonanzkurve aufgenommen. Die Maximalamplitude wird gleich 100 Skalenteile gesetzt, die übrigen Amplituden darauf reduziert und als Ordinaten aufgetragen, während auf der Abzissenachse der Grad der Verstimmung:

$$1 \pm \varepsilon = \sqrt{\frac{C_r}{C_n}}$$

aufgetragen wird. Darin C_r die zur Resonanzlage gehörige Kapazität. Nach theoretischen Überlegungen ist die Breite der so gewonnenen Dämpfungskurve direkt proportional dem logarithmischen Dekrement Auch experimentelle Versuche, Einschalten von Widerstand in den Schwingungskreis, haben diese Proportionalität bestätigt.

Da die von K. E. F. Schmidt[1]) und Grober[2]) nach dieser Methode aufgestellten Dämpfungstafeln für die kleinen Dekremente unseres Systems nicht mehr ausreichen, sind im folgenden immer die Breiten der Dämfungskurven, die zu den Ordinatenwerten 50, 60 und 70 Skalenteile gehören, angegeben. Als mittlere Breite b_m bezeichnen wir das Mittel aus diesen drei Breiten. Jede Breite ist nur mit einem, ihrem Ordinatenwert entsprechenden konstanten Faktor zu multiplizieren, um das logarithmische Dekrement zu erhalten.

A. Im Barretterkreis besteht ein aperiodischer Zustand.

Um eine theoretische Behandlung der Verhältnisse elektrisch schwingender Systeme durchführen zu können, ist es nötig, gewisse Voraussetzungen zu machen über die Natur des Indikatorkreises und zwar sind zu einer einfachen Durchführung der Theorie folgende Annahmen gemacht worden:

1. Der Barretterkreis ist gegen den anregenden Messkreis völlig verstimmt, so dass in ihm nur eine erzwungene Schwingung stattfindet.

2. Die Kopplung des Barretterkreises an den anregenden Kreis muss so lose sein, dass keine Rückwirkung zwischen beiden eintreten kann.

---

1) K. E. F. Schmidt, Phys. Zeitschr. 9. Jahrg. Nr. 1, pag. 13—18.
2) Grober, Dissertation Halle 1909.

Es ist nun von Interesse, praktisch die Verhältnisse zu studieren, die eintreten, wenn wir den Barretterkreis aperiodisch gestalten oder ihn nur verstimmen und eventuell sogar abstimmen.

Wir wollen zunächst auf den ersten Fall eingehen. Der Barretterkreis besteht aus einer Spule von 50000 cm (el. magn.) Selbstinduktion, einem Glimmerkondensator von 105300 cm (el. stat.) Kapazität (ballistisch gemessen), und einem Barretter von 60,2 Ω Widerstand. Aus der allgemeinen Schwingungsgleichung

$$L \cdot \frac{di}{dt} + w \cdot i + \int \frac{i}{C} \cdot dt = 0$$

ergibt sich, wenn L der Koeffizient der Selbstinduktion, w der Ohm'sche Widerstand und C die Kapazität ist, als Kriterium für den aperiodischen Zustand:

$$\frac{W^2}{4L^2} > \frac{1}{LC}$$

Setzen wir unsere Werte ein, so ergibt sich

$$\frac{60^2 \cdot 10^{18}}{4 \cdot 25 \cdot 10^8} > \frac{9 \cdot 10^{20}}{5 \cdot 10^4 \cdot 10^5}$$

d. h. also in dem Barretterkreis herrscht bei dieser Anordnung der Faktoren ein aperiodischer Zustand.

§ 11. Amplitude und Dämpfung bei verschiedenem Widerstand im Kreis.

Zur Untersuchung dieser Frage wurden Widerstände aus Manganindraht hergestellt ($W_{\text{pro meter}} = 50, 100, 205$ Ω) und an den Enden dicker Kupferdraht angelötet, so dass das Ganze gerade 1 m lang war. Diese Widerstände wurden mit gut schliessenden Klemmen straff in den Barretterkreis eingespannt, so dass eine Veränderung des Selbstinduktionswertes nicht eintreten konnte. Bei diesen Anordnungen, wie überhaupt bei allen Veränderungen im Kreis, ist streng darauf zu achten, dass keine Veränderungen vorgenommen werden im Kraftlinienbereich der Kopplungsspulen, da sonst leicht Fehler in die Beobachtung der Amplituden hineinkommen.

Die bei den verschiedenen Zusatzwiderständen aufgenommenen Dämpfungskurven ergaben die in Tabelle 7 zusammengestellten Resultate.

Die mittlere Kurvenbreite beträgt also im Mittel 20.0 mm, die grösste Abweichung der Messung beträgt 2.5%, d. h. innerhalb der Beobachtungsfehler. Wir erhalten also das Resultat:

Die Messung der Gesamtdämpfung des Systems ist unabhängig vom Widerstand im Barretterkreis, die Amplitude fällt mit wachsendem Zusatzwiderstand ab.

Tabelle 7.

Zusatz-Widerst. Ω	Amplitude Skt.	b_m mm
0.	284	20.1
44.6	240	19.9
82.0	199	20.0
118.0	171	19.9
130.0	162	19.6
170.	137	20.5
184.	126	20.3

§ 12. Ergeben alle Barretter in Bezug auf die Dämpfung das gleiche Messresultat?

Eine Reihe von Barrettern der verschiedensten Drahtsorten mit verschiedenen Widerständen wurden bei sonst gleichen Verhältnissen zur Dämpfungsmessung benutzt. Die aus den Resonanzkurven ermittelten Dämpfungswerte waren:

Tabelle 8.

Nr.	$W_{B\ opt}$	b_m 21. I. 09	b_m 22. I. 09	Drahtstärke
N 2	40.6	20.5		0.0039
N 3	50.4	20.5		„
45	60.2	20.2	21.0	0 00315
N 1	83.6	20.4		0.0039
43b	170.5	20.1*	20.9	0.0043
87	219.5	20.8*	21.6	0.00315

Die mit * bezeichneten Werte sind auf die Breite 20.2 mm des Barretters 45, der an beiden Tagen untersucht wurde, reduziert. Die mittlere Kurvenbreite beträgt im Mittel 20.4 mm, ihre grösste Abweichung der Messung beträgt 20.8 mm mit 2% Fehler, die in der Grenze der Beobachtungsfehler liegen. Wir erhalten also das wichtige Resultat:

Alle Barretter geben unter gleichen Verhältnissen dieselbe Dämpfung an.

Nach Untersuchungen von O. Müller im hiesigen Laboratorium ist das so gefundene Dekrement identisch mit dem aus den Angaben des Thermoelements ermittelten. Die Dämpfungsmessung ist also überhaupt vom Indikator unabhängig.

Dieses Resultat widerspricht dem, von Neuhaus gefundenen, der für verschiedene Barretter verschiedene Dämpfung ermittelt hat. Erklären lässt sich der Unterschied daher, dass Neuhaus den Barretterwiderstand in weit grösseren Grenzen variieren konnte (950 Ω), ferner, dass durch weit festere Koppelungen in seinem System der Beitrag, den der Barretterkreis zur Gesamtdämpfung liefert, prozentual erheblich grösser ist, als in dem von mir benutzten mit extrem losen Koppelungen.

§ 13. Einfluss der Koppelung des Barretterkreises an den Messkreis auf die Dämpfung.

Wie schon oben erwähnt wurde, verlangt die Theorie, dass der Barretterkreis so lose gekoppelt wird, dass keine Rückwirkung auf den anregenden Kreis stattfinden kann. Die Frage: Wann tritt diese Rückwirkung ein und wie verhält sie sich? ist im folgenden für unser System untersucht worden, indem bei sonst gleichen Verhältnissen die Koppelung variiert wurde und aus den dabei aufgenommenen Resonanzkurven die Dämpfung ermittelt wurde.

Aus den Versuchen ergibt sich: Mit fester werdender Koppelung, d. h. mit kleiner werdendem Abstande zwischen L_5 und L_6 (Fig. 1) bewirkt die gegenseitige Induktion eine Änderung der Induktanzwerte der beiden Kreise, die sich als Vergrösserung der zur Resonanz gehörigen Kapazität im Messkreis äussert. Gleichzeitig tritt ein Anstieg der Dämpfung ein.

Fig. 14 gibt die Abhängigkeit der Dämpfung und der Kapazitätsverschiebung von der Entfernung der Spulen L_5 und L_6 an. Ein klareres Bild erhalten wir, wenn wir den Koppelungskoeffizienten:

$$K^2 = \frac{L^2_{56}}{L_{55} \cdot L_{66}}$$

in die Betrachtung einführen. Es ist $L_{55} = 100000$ cm, $L_{66} = 50000$ cm Selbstinduktion (el. magn.). L_{56} durchläuft bei verschiedenen Entfernungen die Werte 1400 bis 14000 cm (el. magn.). Vergleiche Eichkurve Fig. 2. Die Koppelungskoeffizienten sind für alle Entfernungen also leicht zu bestimmen. Die Abhängigkeit der Capazitätsverschiebung von dem so ermittelten Koppelungskoeffizienten zeigt die Fig. 15. Die Kapazitätsverschiebung ist also linear in K^2.

Eine ähnliche Kapazitätsverschiebung ergibt sich auch aus einer von Seibt[1]) theoretisch abgeleiteten Formel. Seibt kommt durch Einführung des Koppelungskoeffizienten in die Schwingungsgleichungen zweier Systeme zu der Resonanzbedingung:

$$\nu^2 \cdot L\,C \cdot (1 - K^2) = 1,$$

$$C = \frac{1}{\nu^2 L \cdot (1 - K^2)} = \frac{C'}{1 - K^2},$$

wo C′ die Resonanzkapazität ist, die sich ergibt, wenn wir die Koppelung gleich 0 setzen. Setzen wir nun für C′ die bei unserem Versuche ermittelte Resonanzkapazität für die loseste Koppelung und

1) Seibt, Resonanzinduktorien E. T. Z. 1904 Heft 14. pag. 276 ff.

ermitteln daraus die zu den einzelnen Koppelungswerten gehörigen C-Werte, so erhalten wir, wenn diese als Funktion von K^2 aufgetragen werden, ebenfalls eine Gerade; jedoch mit stärkerer Neigung als die experimentell ermittelte. Der Unterschied beider Geraden lässt sich durch 2 Gründe erklären:

1. Seibt geht bei seinen Betrachtungen von 2 schwingungsfähigen Kreisen aus, während bei uns der eine aperiodisch ist.

2. Er setzt die Ohm'schen Widerstände des Mess- und Barretterkreises $w_1 = w_2 = 0$, während bei uns $w_1 =$ ca. 0,5 Ω, dagegen $w_2 = 60{,}2$ Ω ist, so dass für unser System diese Annahme nicht zulässig ist.

Die einzelnen Daten der Versuchsreihe sind aus Tabelle 9 ersichtlich.

Es ergibt sich also das Resultat: Bei fester werdender Koppelung beeinflussen sich die Koppelungsspulen der beiden Kreise, was sich durch eine Kapazitätsverschiebung bemerkbar macht. Damit verbunden ist ein Anstieg der Dämpfung.

Die Abhängigkeit der Kapazitätsverschiebung und der Dämpfung vom Koppelungskoeffizienten zeigt Fig. 15.

Tabelle 9.

Spulen-Abstand mm	K^2	C experim.	C nach Seibt	b_m mm	Bemerkungen
400	0.00045	1.0794	1.0794	—	Amplitude zu klein, um die Dämpfung zu ermitteln.
300	0.00065	1.0798	1.0798	20.57	
200	0.00248	1.0803	1.0816	20.77	
150	0.00400	1.0815		21.23	
100	0.00898	1.0838	1.0887	22.27	
75	0.00114	1.0865			
50	0.02510	1.0930	1.1064	29.70	
40	0.03167	1.09623		34.90	
30	0.03920	1.1010	1.1230	41.61	

Speziell für unser System folgt aus Fig. 14, dass Spulenabstände kleiner als 300 mm unzulässig sind.

B. Der Barretterkreis ist schwingungsfähig.

§ 14. Einfluss der Verstimmung des Barretterkreises mit Induktanz auf die Dämpfung.

Im Barretterkreis liegt der schon erwähnte Barretter No. 45 ($W_{B\,opt} = 60.2$ Ω) und ein Glimmerkondensator von 476 cm (el. stat.) Kapazität. Die Eigenwelle des Barretterkreises wird durch Veränderung der Induktion variiert. Ist nun die Messung der Dämpfung des ganzen Systems abhängig vom Grad der Verstimmung des Barretterkreises gegen die übrigen? Um dies zu untersuchen, wurde bei konstanter Koppelung und konstanter Kapazität die Eigenwelle des Barretterkreises gegen die des Messkreises verkürzt, abgestimmt oder verlängert, indem in den Kreis, vorher mit der Dolezalekbrücke gemessene, blanke Kupferspulen eingefügt werden. In jeder Lage wurde eine Resonanzkurve aufgenommen und der zugehörige Dämpfungswert ermittelt. Da die Wellenlänge des Systems etwa 258 m beträgt, müssen bei der Resonanzlage ca. 67000 cm Selbstinduktion zugeschaltet werden. Die gefundenen Werte sind in Tab. 10 zusammengestellt.

In dem mit * bezeichneten Falle erreicht die Dämpfungskurve die Ordinate 50 Skt. nicht mehr. Tragen wir die so erhaltenen Breiten der Dämpfungskurve als Funktion der zugehörigen Selbstinduktion auf, so ergibt sich Fig. 16.

Wir erhalten daraus das wichtige Resultat:

Bei Verstimmung mit Induktanz bei konstanter Kapazität erreicht die Dämpfung ein Minimum, wenn der Barretterkreis mit den übrigen Kreisen in Resonanz ist.

Eine Erklärung für diese Erscheinung, die praktisch von weittragender Bedeutung ist, hat sich leider noch nicht finden lassen, da sich die Verhältnisse bei erzwungenen Schwingungen sehr schwer übersehen lassen.

Tabelle 10.

L (cm. el. m)	b_{70}	b_{60}	b_{50}
13800	19.3	25.4	34.8
30560	17.7	21.8	28.2
47290	16.4	20.2	25.0
67000	16.4	20.4	25.6
100000	16.6	20.6	26.1
150000	20.1	27.9	40.1
210000	27.6	40.2	60.2
240000	32.2	51.2	—*

§ 15. Einfluss der Verstimmung mit Kapazität auf die Dämpfung.

Bei konstanter Induktanz wurde der Kreis durch Zuschalten von Kapazität verstimmt. Bei einer ersten Versuchsreihe wurde die Verstimmung erreicht durch einen Glimmerkondensator von Siemens & Halske (476 cm el. stat.) parallel geschaltet zu einem Drehkondensator, System Telefunken, mit 4 festen und 5 drehbaren Platten, mit Ölfüllung. Es zeigte sich bei zunehmender Verstimmung ein Dämpfungsanstieg bis zu einem konstanten Werte. Da anzunehmen war, dass dieser Anstieg der Dämpfung (ca. $10^0/_0$) nicht hervorgerufen war durch die Verstimmung, sondern durch Energieverluste im Dielektrikum des Glimmerkondensators, wurde der Versuch mit der oben erwähnten Drehtype wiederholt. Als Dielektrikum wurde Paraffinöl benutzt, das nur sehr geringe Energieverluste aufweist. Es zeigte sich noch ein schwacher Anstieg der Dämpfung, der nahezu innerhalb der Beobachtungsfehler liegt. Die Resultate zeigt Tabelle 11.

Tabelle 11.

Cond. Stellg.	Capaz. (cm)	b_{70}	b_{60}	b_{50}	b_m
70°	465	17.1	21.1	25.9	21.4
100°	664	17.1	21.1	26.8	21.7
120°	742	17,2	21.8	27.1	22.0
140°	859	18.0	22.3	27.4	22.6
160°	970	17.8	22.2	27.9	22.6
180°	1080	17.8	22.2	27.8	22.6

Tabelle 12.

Cond. Stellg.	b_{70}	b_{60}	b_{50}	b_m
30°	11.1	13.5	17.0	13.9
40°	11.5	14.5	17.05	14.35
50°	11.2	13.9	17.0	14.0
72°*	11.6	14.3	17.6	14.5
90°	11.6	14.3	17.6	14.5
110°	11.4	14.8	17.3	14.5
140°	11.8	14.5	17.2	14.5

Die mittlere Kurvenbreite beträgt im Mittel 22.15 mm. Die grösste Messungsabweichung beträgt bei Stellung 70° $3{,}4^0{}_0$, also hart an der Grenze der Beobachtungsfehler ($3^0/_0$).

Um ganz eiwandsfreie Resultate zu erhalten, wurde der Versuch noch mit einem dritten Kondensator, einem Drehkondensator, System Telefunken mit 22 festen und 23 drehbaren Platten, wiederholt. Das Dielektrikum war Luft. Die Beobachtungsergebnisse sind in Tabelle 12 zusammengestellt.

Bei der Kondensatorstellung 72° ist der Barretterkreis mit den übrigen Kreisen in Resonanz. Die mittlere Kurvenbreite beträgt im Mittel 14,33 mm. Die grösste Abweichung zeigt 13.9 mm mit $3^0/_0$, d. h. innerhalb der Beobachtungsfehler. Wir erhalten also das Resultat:

Die Gesamtdämpfung ist unabhängig von der Kapazität im Barretterkreis.

Dieses Resultat wird auch dadurch bestätigt, dass die Dämpfung sich nicht ändert, wenn wir von dem abgestimmten Kreis zu dem aperiodischen übergehen, indem wir einen sehr grossen Kondensator in den Kreis legen (pag. 17).

Die zuletzt besprochene Versuchsreihe ergab noch ein weiteres interessantes Resultat. Bei allen Versuchen mit den verschiedensten Systemen zeigen die aufgenommenen Dämpfungskurven eine einseitige leichte Überhöhung, die man sich anfangs nicht erklären konnte. Man kam schliesslich dahin, diese Überhöhung auf Unsymmetrien in den Schaltungen zurückzuführen, was auch zweifellos zum Teil der Fall sein wird. Nun ist aber das von mir benutzte System (Fig. 1) vollkommen symmetrisch gebaut, danach dürfte also die Überhöhung hier nicht auftreten. Tatsächlich findet sie sich aber auch bei meinen Kurven und zwar liegt die Überhöhung teils auf der Seite der kürzeren, teils auf der Seite der längeren Wellen und ist von sehr verschiedener Grösse. Ein Mass für die Überhöhung ist die Differenz der Breiten, die von der r_r = Ordinate nach beiden Seiten gemessen werden. Die Überhöhung für die einzelnen Kurven ist in Tabelle 13 zusammengestellt. Darin bedeuten ferner b_k die Dämpfungskurve nach der Seite der kürzeren Wellen gemessen, b_l die Breite nach der Seite der längeren Wellen gemesen. Gebildet wird $b_k - b_l$ als Mass für die Überhöhung bei 50 Skt.

Tragen wir die Überhöhungen als Funktion der Kondensatorstellungen auf, so ergibt sich Figur 17.

Wir erhalten also das Resultat: Ist die Eigenwelle des Barretterkreises kürzer, als die der übrigen, so ergibt sich eine Überhöhung der mit dem Messkreis aufgenommenen Dämpfungskurven

nach der Seite der kürzeren Wellenlängen, ist sie länger, als die der übrigen, so ergibt sich eine Überhöhung nach der Seite der längeren Wellen.

Die Erscheinung der Überhöhung ist also in diesem Falle dadurch zu erklären, dass die durch die Resonanzerscheinung zwischen Kreis II und dem Messkreis bedingte Amplitude durch das Resonanzphänomen zwischen Kreis IV und dem Messkreis[1]) beeinflusst wird, indem z. B., wenn die Eigenwelle des Barretterkreises kürzer ist als die des Messkreises, sich der Messkreis bei Aufnahme der Resonanzkurve immer mehr von der Resonanzlage mit dem Barretterkreis entfernt und dadurch die Amplitude mehr und mehr herabgedrückt wird, was dann in der Dämpfungskurve die positive Überhöhung ergibt.

Tabelle 13.

Cond. Stellg.	b_k (50)	b_l (50)	$b_k - b_l$
	mm		mm
30°	9.1	7.9	1.2
40°	9.1	8.0	1.1
50°	9.0	8.1	0 9
72° (Res.)	9.0	8.6	0.4
90°	8.6	8.9	— 0.3
110°	8.3	9.0	— 0.7
140°	8.0	9.1	— 1.1

Danach müsste aber die Überhöhung im Resonanzfalle zwischen Barretterkreis und Messkreis gleich Null sein, dies ist aber praktisch nur angenähert der Fall, was wahrscheinlich auf Phasenverschiebungen zwischen den Kreisen zurückzuführen ist.

Das Resultat der Dämpfungsmessung wird durch diese Überhöhung nicht beeinflusst.

C. Barretterkreis und Messkreis in Resonanz.

Aus den in den vorstehenden Paragraphen mitgeteilten Versuchen folgt: Zur Erlangung einer grossen Amplitude bei geringster Dämpfung ist der Barretter mit einem Minimum von Induktanz und einem möglichst verlustlosen Kondensator (Luft, ev. Pressluft) abzustimmen. Ob auch in dieser Gestaltung die Angabe der Dämpfung noch unabhängig ist vom Widerstand des Kreises und des Barretters ist zu kontrollieren.

§ 16. Dämpfung bei verschiedenem Widerstand im abgestimmten Kreis.

Das Verfahren bei dieser Versuchsreihe ist analog dem in § 12 mitgeteilten. Verschiedene Widerstände aus Manganindraht werden straff in den Barretterkreis eingespannt und für jeden Widerstand die Resonanzkurve ermittelt. Die daraus ermittelten Dämpfungswerte zeigt Tabelle 14.

Die Dämpfungswerte bei verschiedenem Widerstande zeigen nur Schwankungen innerhalb der Beobachtungsfehler.

Tabelle 14.

Zusatz-Widerst.	b_{70}	b_{60}	b_{50}	b_m
Ω		mm		
0	16.7	20.4	25.0	20.7
82	16.0	20.0	24.9	20.3
130	16.0	20.2	25.2	20.5

§ 17. Hängt im abgestimmten System die Dämpfungsmessung von der Wahl des Barretters ab?

Die Untersuchung geschah analog der im § 12 beschriebenen. Die für die einzelnen Barretter gefundenen Werte zeigt Tabelle 15.

Die Dämpfungsmessung ist auch in diesem System für alle Barretter und alle Widerstände identisch.

Tabelle 15.

Nr.	$W_{B\ opt}$	b_{70}	b_{60}	b_{50}	b_m	Drahtstärke
	Ω					
45	60.2	15.1	18.7	23.5	19.1	0.00315
0.0043b	170.5	15.0	18.9	23.0	19.0	0.0043
87	219.5	15.0	19.2	23.7	19.3	0.00315

1) Neuhaus, dissertatio pag. 17.

IV. Zusammenstellung der Resultate.

1. Es ist eine Methode ausgearbeitet worden, die es möglich macht, sehr kleine Kapazitätsunterschiede mit schnellen Schwingungen zu messen.

2. Es sind 2 Drahtserien untersucht worden, von denen eine Barretter von sehr hoher Empfindlichkeit liefert (etwa 37% empfindlicher als früher). Die dabei gemachten Erfahrungen bilden die Grundlage für neue Untersuchungen.

3. Die relative Empfindlichkeit in einem zweifach gekoppelten Empfangssystem mit einer Erregung nach Art des Cröllwitzer Sendesystems nimmt mit wachsendem Barretterwiderstand ab.

4. Das Resultat der Dämpfungsmessung ist unabhängig vom Widerstand im Barretterkreis und von der Wahl des Barretters.

5. Um grosse Amplituden bei kleinster Dämpfung zu erhalten, ist der Barretterkreis mit einem Minimum von Selbstinduktion und einem verlustlosen Kondensator auf die übrigen Kreise abzustimmen.

6. Bei fester werdender Koppelung übt der Barretterkreis eine Rückwirkung aus auf den Messkreis, die sich durch eine Verschiebung der Resonanzkapazität und einem Anstieg der Dämpfung anzeigt.

7. Es ist ein Grund für die Überhöhung der Dämpfungskurven gefunden wurden:

Die Resonanzerscheinung zwischen Kreis II und dem Messkreis wird beeinflusst durch die Resonanzerscheinung zwischen Messkreis und Barretterkreis. Die dadurch veränderte Amplitude bewirkt die Überhöhung der Dämpfungskurve.

Vorliegende Arbeit wurde von August 1908 bis April 1909 im Laboratorium des Herrn Prof. K. E. F. Schmidt, Halle a. S., ausgeführt. Auch an dieser Stelle möchte ich nicht verfehlen, Herrn Prof. Dr. Schmidt meinen Dank für seine rege Anteilnahme und seine wertvollen Ratschläge auszusprechen. Auch seinen Assistenten, den Herren J. Rautenkrantz und Dipl. Ing. O. Ullrich, bin ich zu Dank verpflichtet.

Lebenslauf.

Geboren bin ich Christian Wilhelm Kempe am 6. Oktober 1887 zu Magdeburg. Nach 3jährigem Besuch der Vorbereitungsschule siedelte ich Michaelis 1896 zur Guericke- (Oberreal)-Schule über, die ich Michaelis 1905 mit dem Zeugnis der Reife verliess. Darauf widmete ich mich auf den Universitäten Berlin und Halle dem Studium der Mathematik, Physik und Chemie. Das examen rigorosum bestand ich am 5. August 1909.

Ich hörte die Vorlesungen folgender Herren Professoren:

in Berlin:

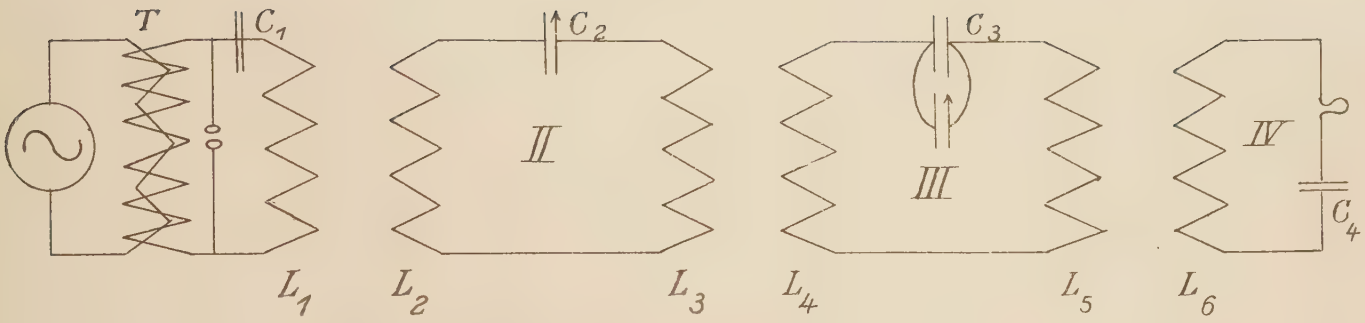
Claisen, Drude (†), E. Fischer, Helmert, Lehmann-Filhés, Lesser, Markwald, Rosin, Schur, Schwarz, Stumpf;

in Halle:

Dorn, Ebbinghaus (†), Gutzmer, Lüdecke, K. Schmidt, Uphues, Wangerin, Volhard, Vorländer.

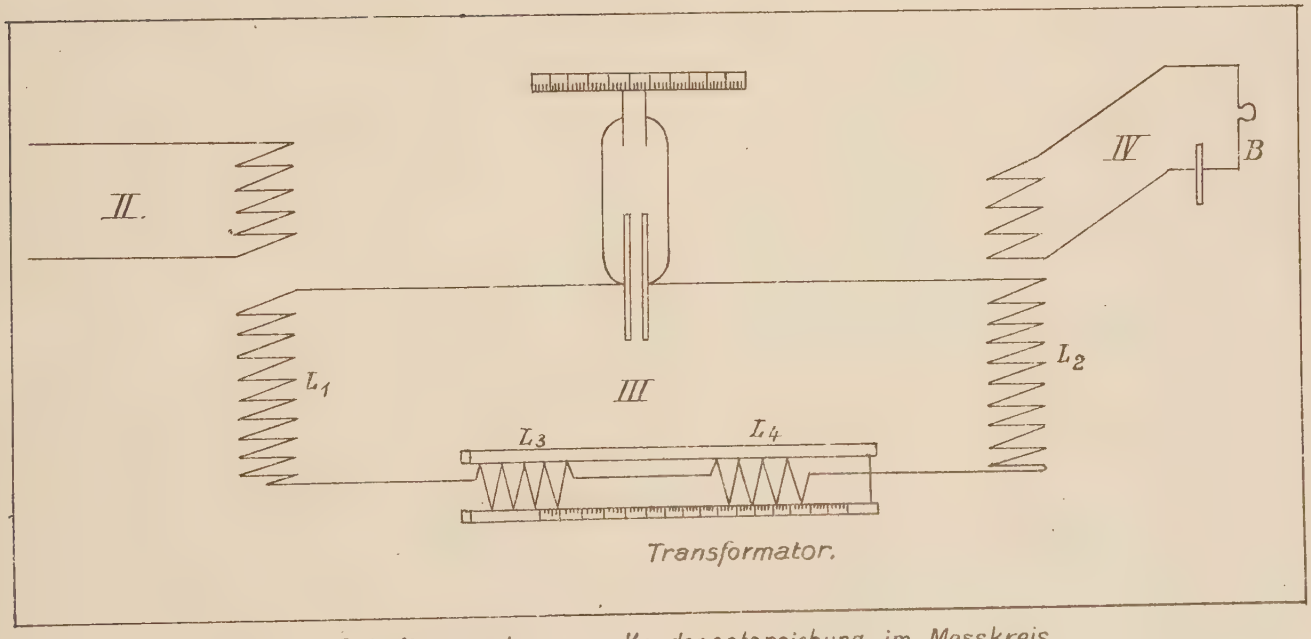
Ihnen allen meinen Dank!

Fig. 1.



Schema des dreifach gekoppelten Systems mit Wien'scher Stosserregung.

Fig. 3.



Schaltungsschema zur Kondensatoreichung im Messkreis.

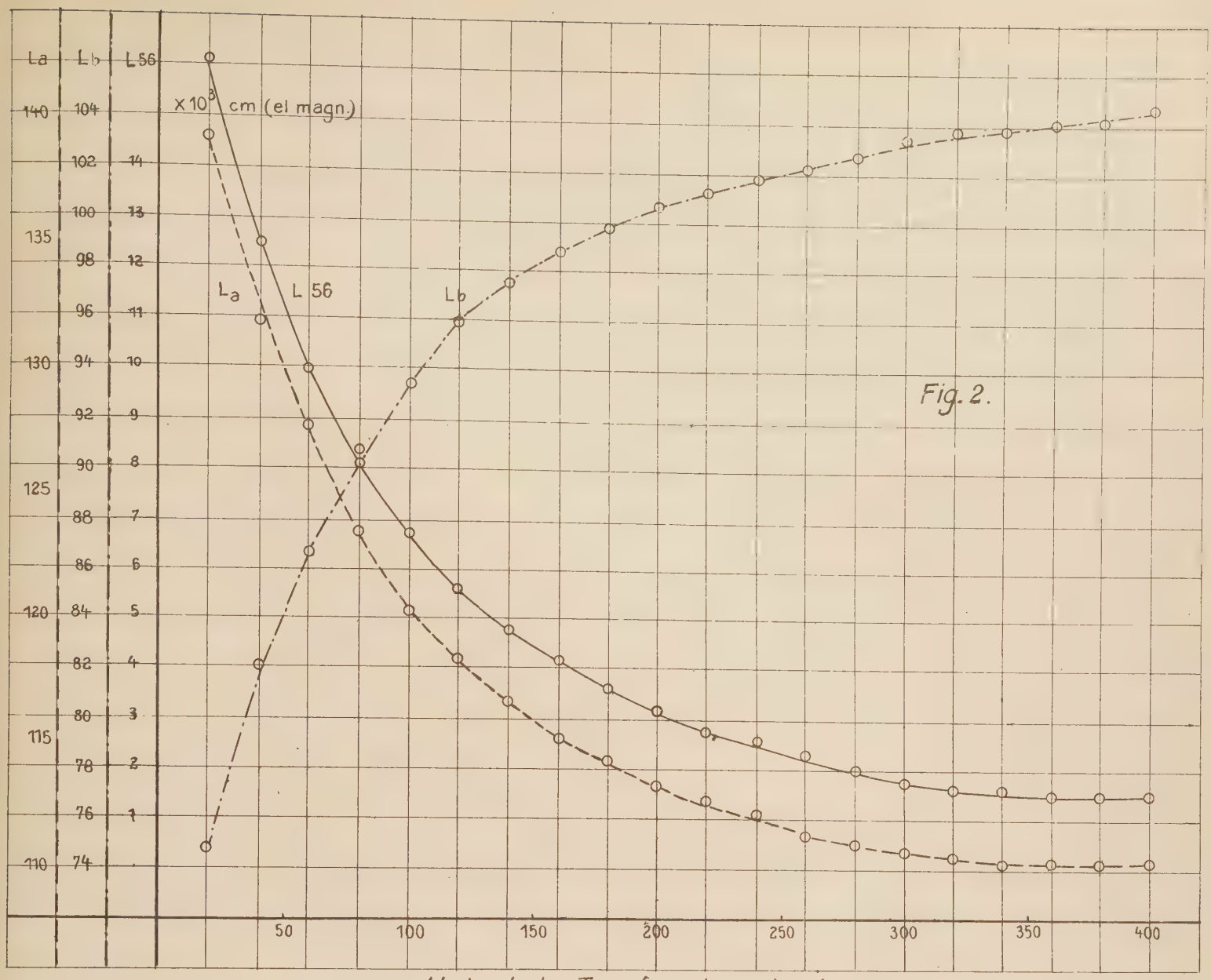


Fig. 2.

Abstand der Transformatorspulen in mm.

Induktionswerte bei den verschiedenen Abständen der Transformatorspulen.

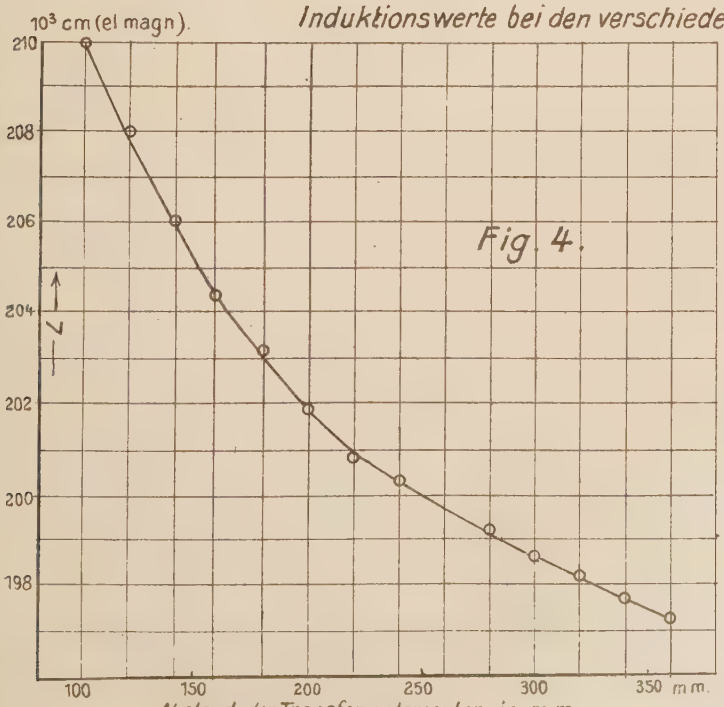


Fig. 4.

Abstand der Transformatorspulen in mm.

Selbstinduktion des ganzen Systems bei verschiedenen Abständen der Transformatorspulen.

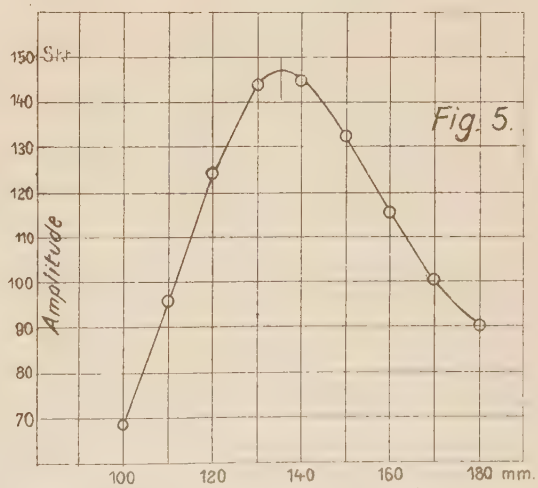
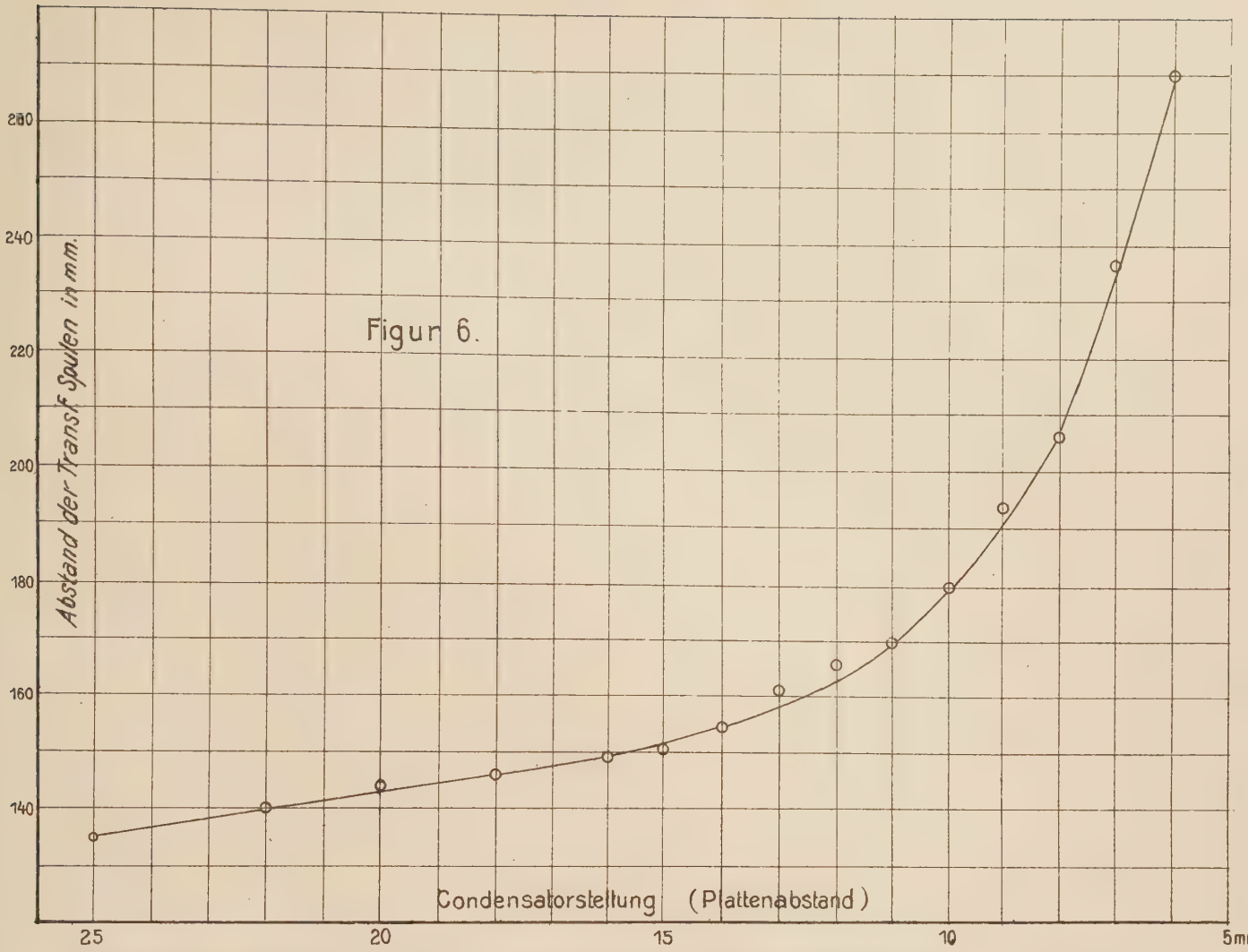


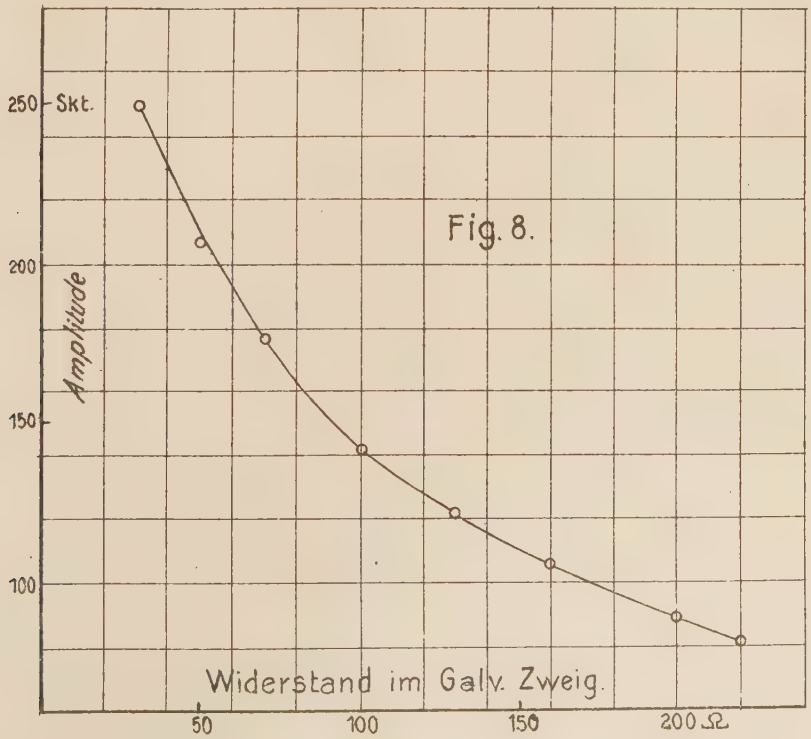
Fig. 5.

Abstand der Transformatorspulen in mm.

Durch Veränderung der Induktion aufgenommene Resonanzkurve für die Kondensatorstellung 25



Abstände der Transformatorspulen bei Resonanz aufgetragen als Funktion der Konsatorstellungen



Amplitude bei verschiedenem Widerstand im Galvanometerzweig.

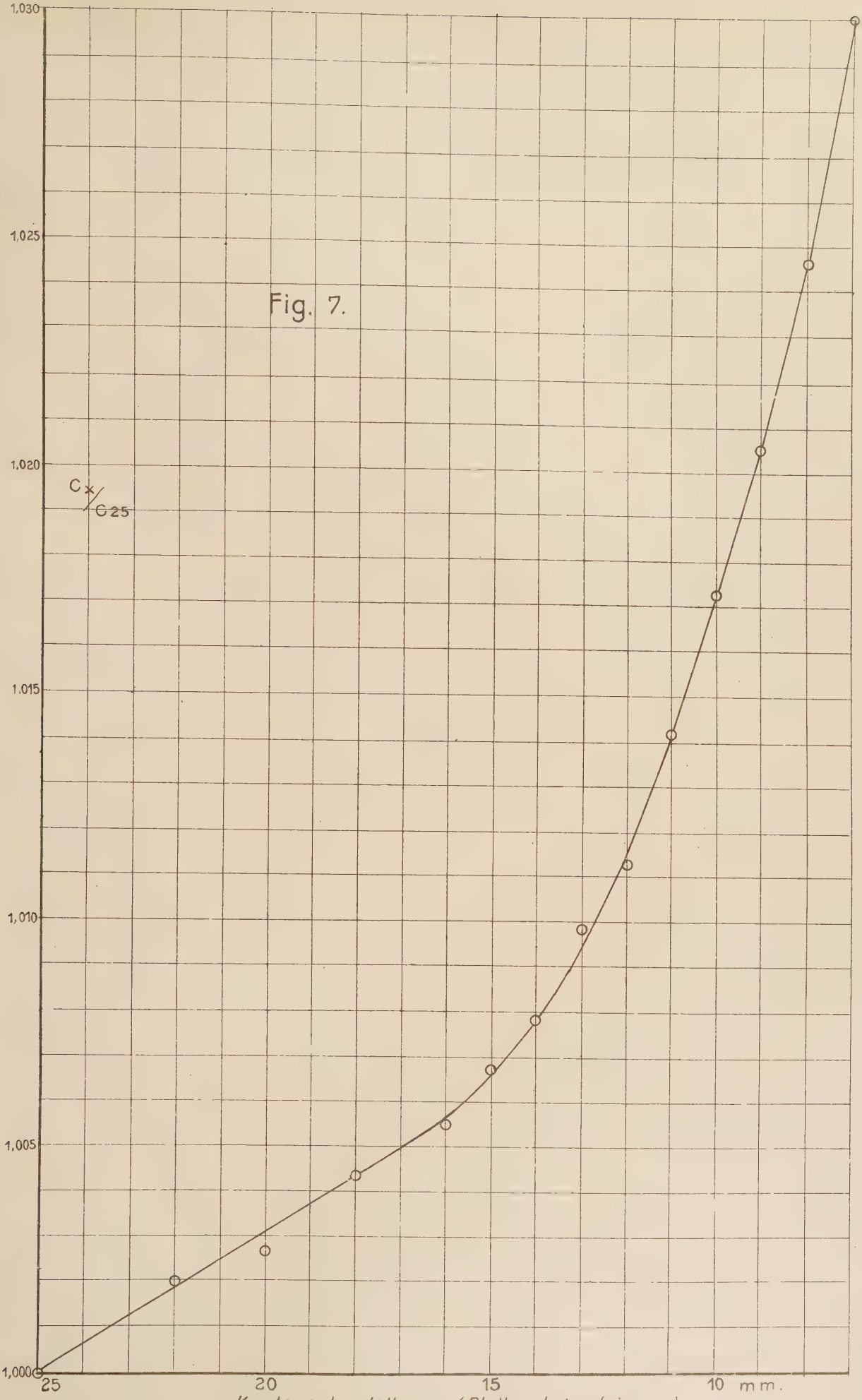
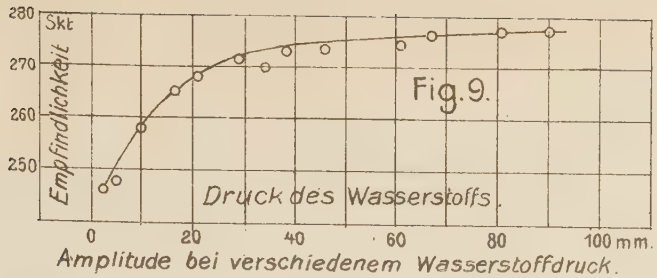


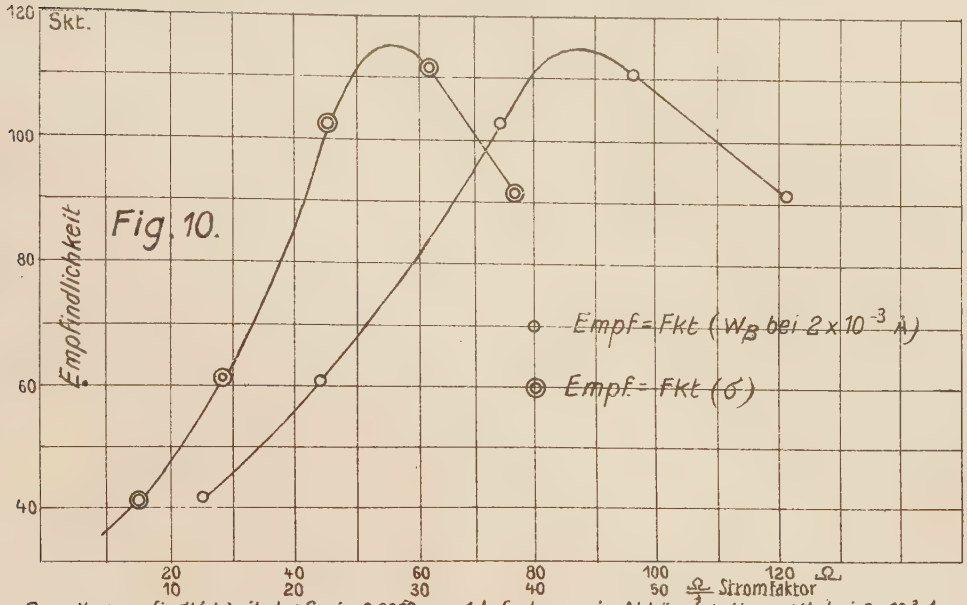
Fig. 7.

Kondensatorstellung (Plattenabstand in mm).

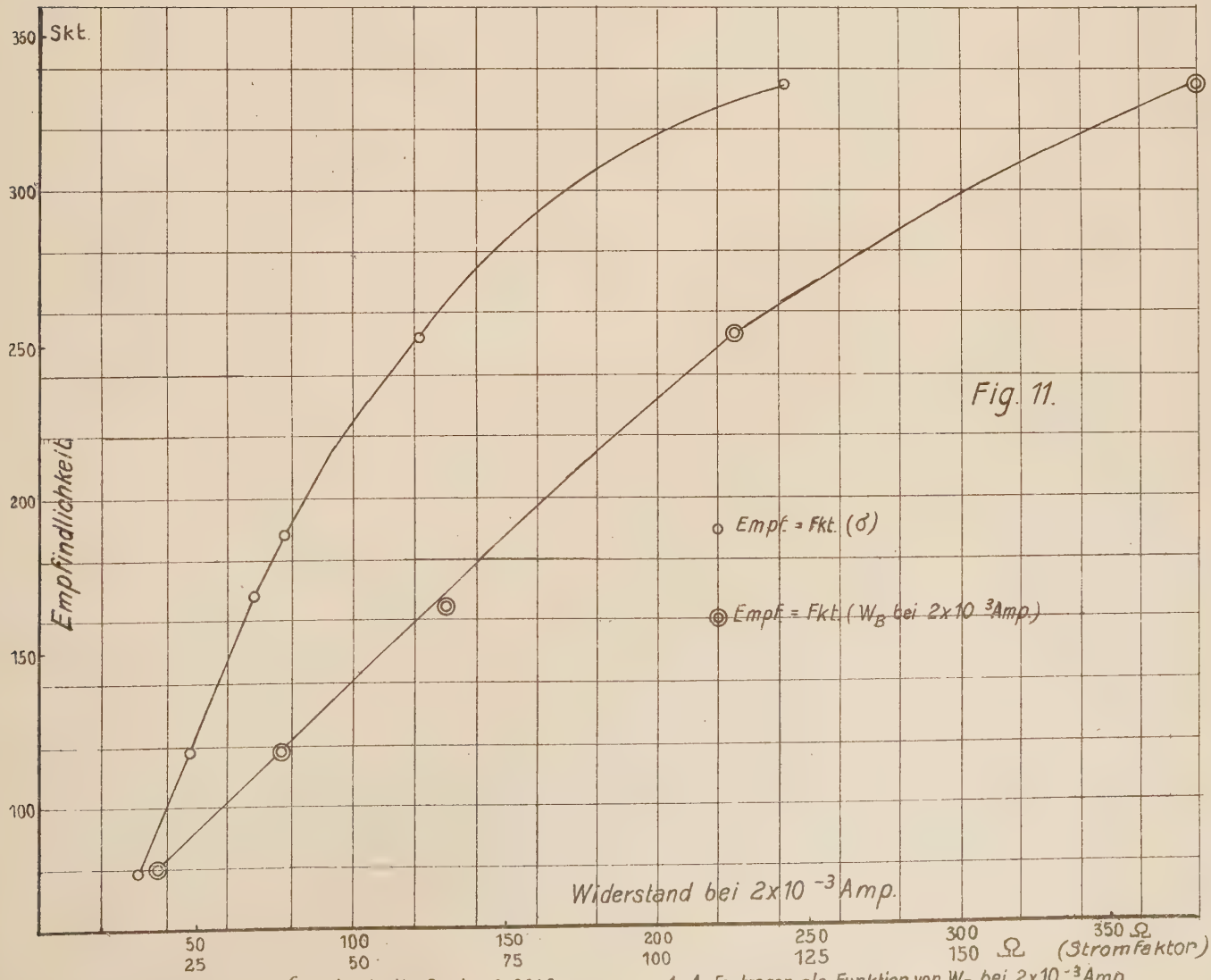
Eichkurve des Kondensatoraggregats.



Amplitude bei verschiedenem Wasserstoffdruck.

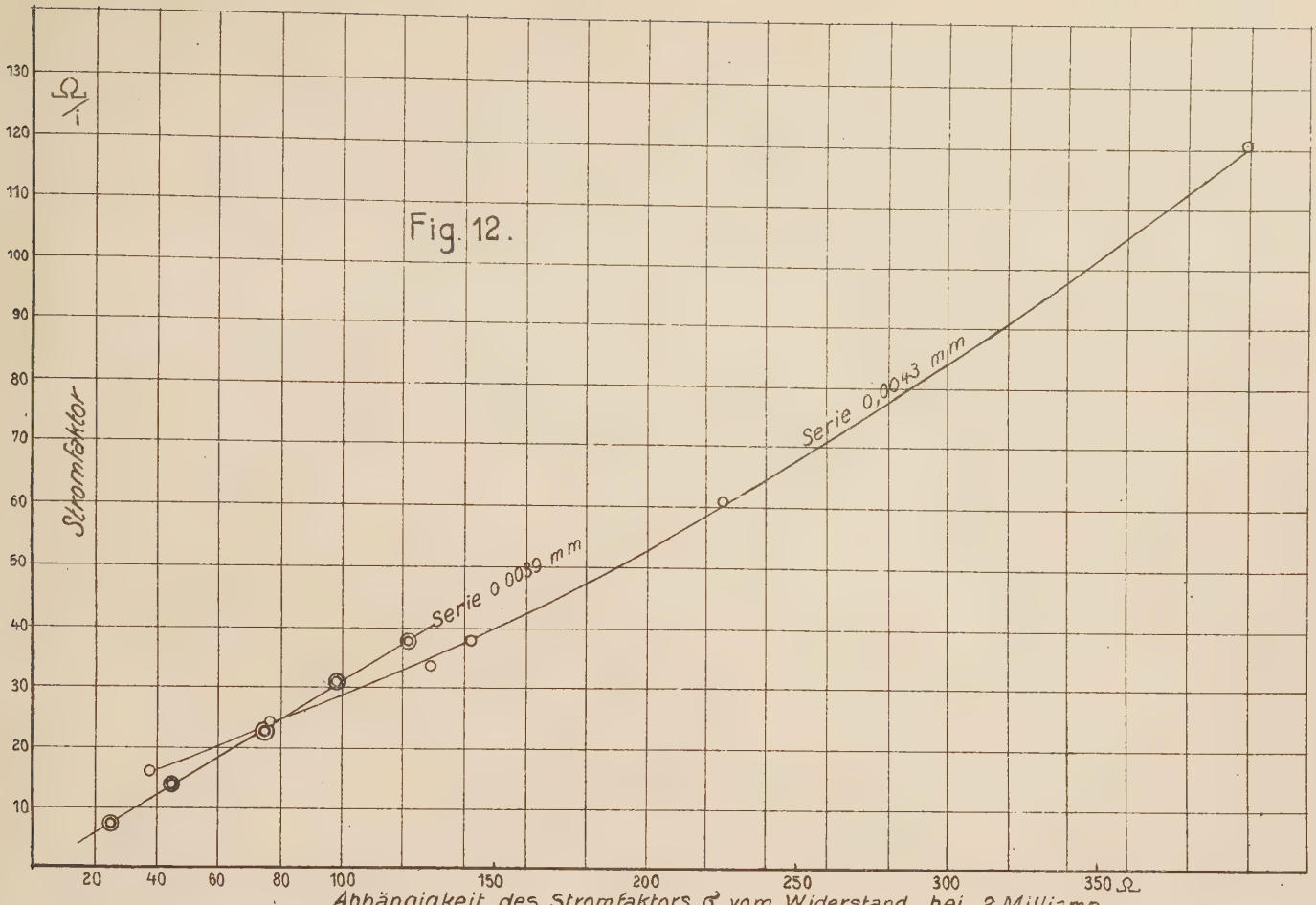


Barretteempfindlichkeit der Serie 0.0039 mm. 1. Aufgetragen in Abhängigkeit von W_B bei 2×10^{-3} Amp.
2. " " " " " σ (Stromfaktor)

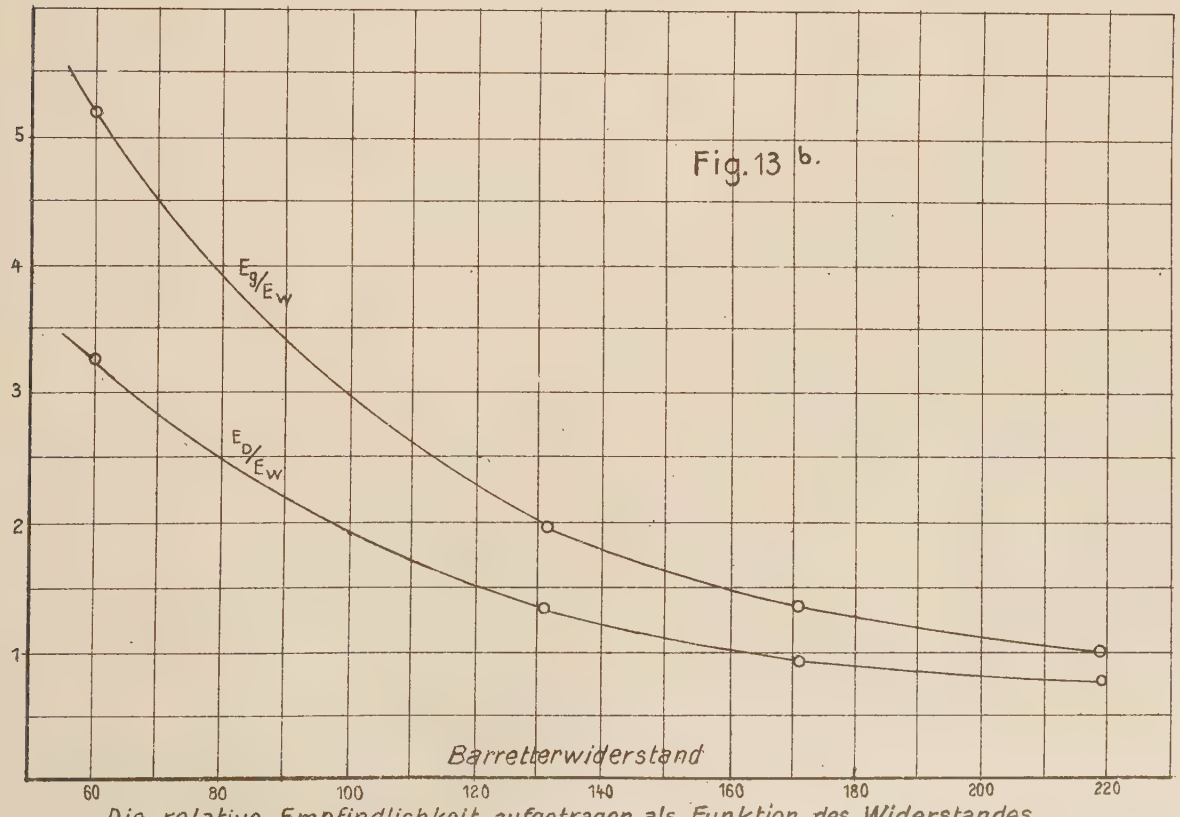


Barretteempfindlichkeit Serie 0.0043 mm.

1. Aufgetragen als Funktion von W_B bei 2×10^{-3} Amp.
2. " " " " " σ (Stromfaktor).



Abhängigkeit des Stromfaktors σ vom Widerstand bei 2 Milliamp.



Die relative Empfindlichkeit aufgetragen als Funktion des Widerstandes

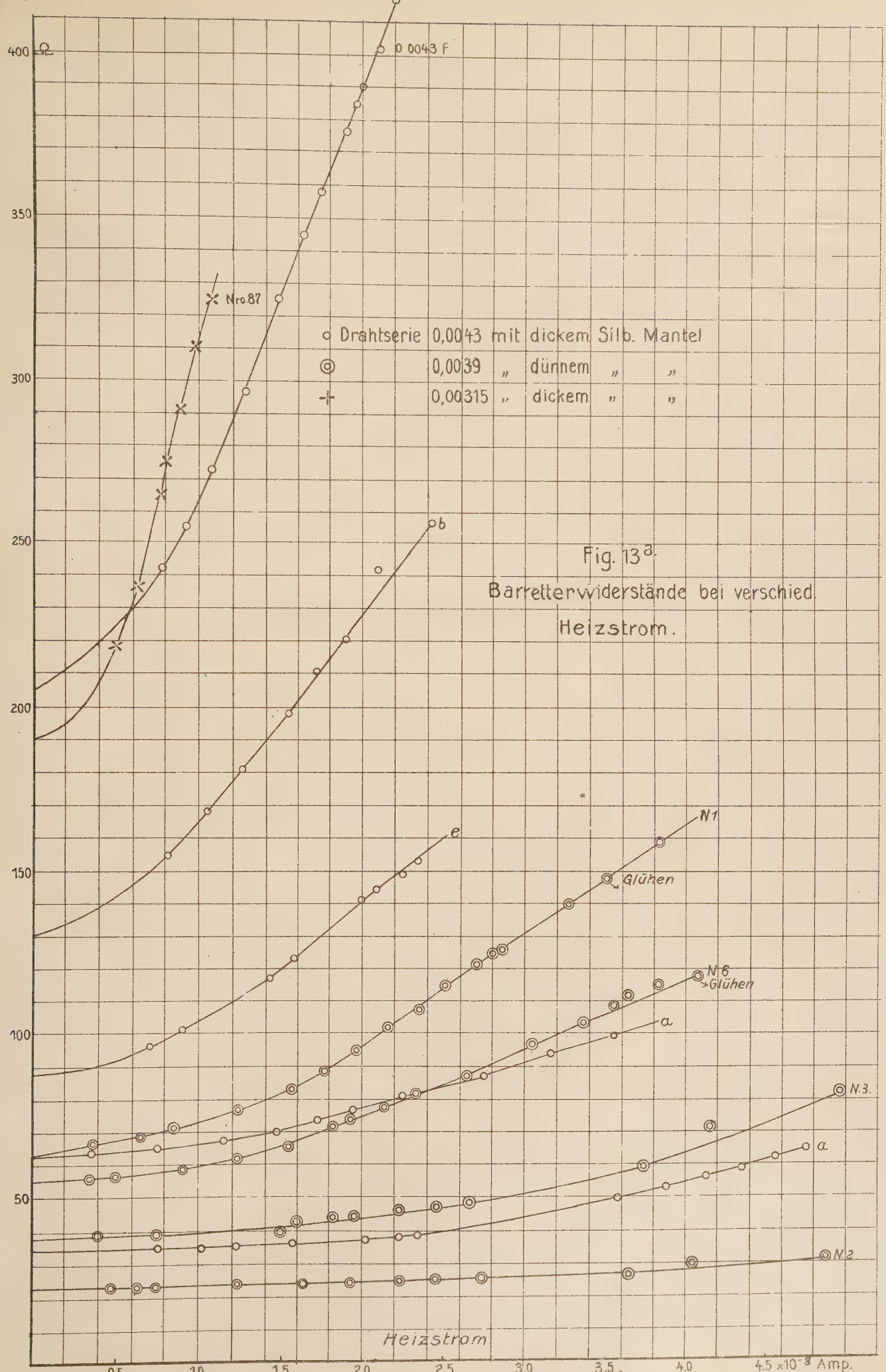
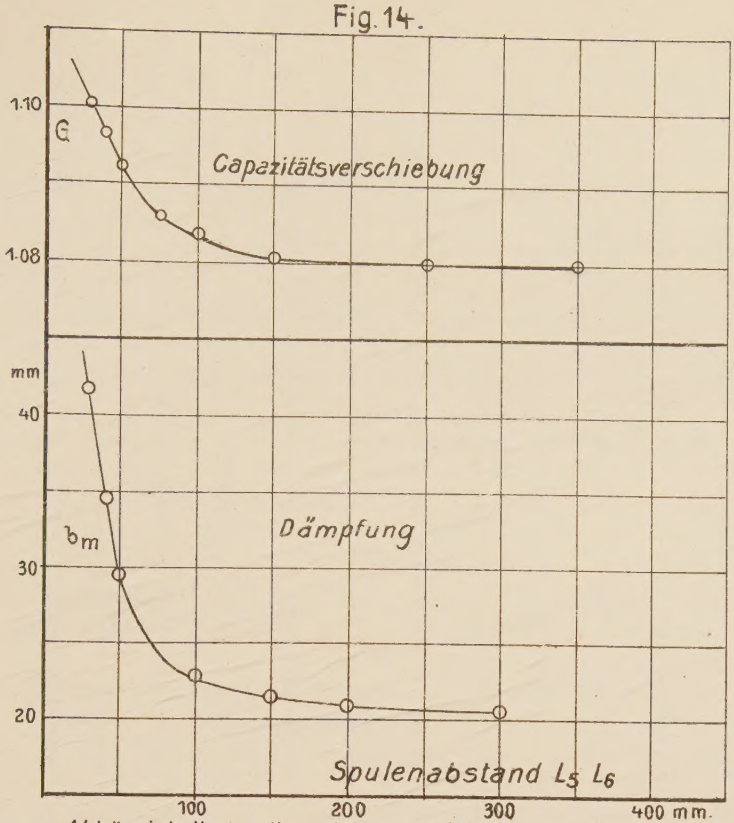


Fig. 13a.

Barretterwiderstände bei verschied. Heizstrom.

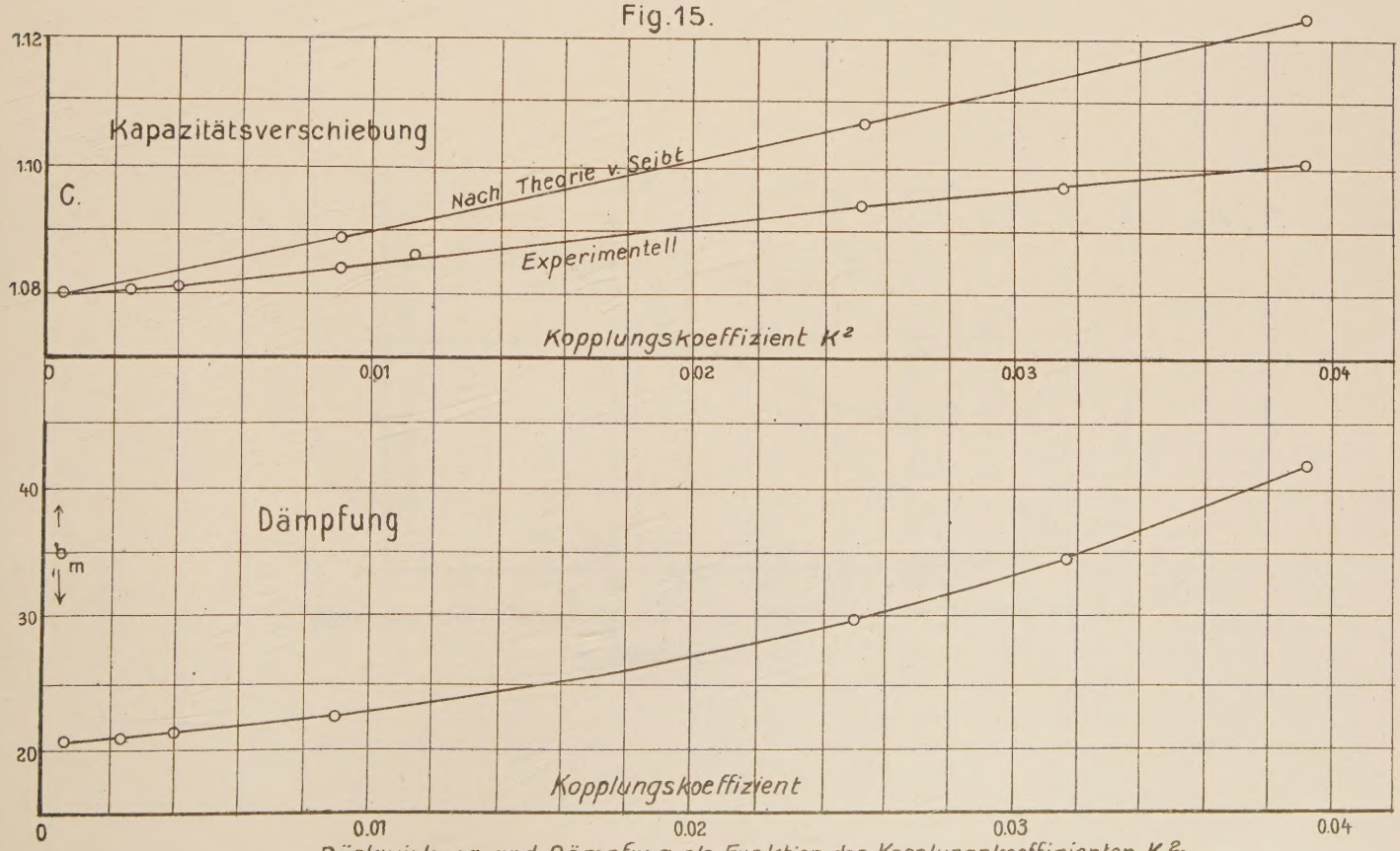
Abhängigkeit des Barretterwiderstandes vom Heizstrom.

Fig. 14.



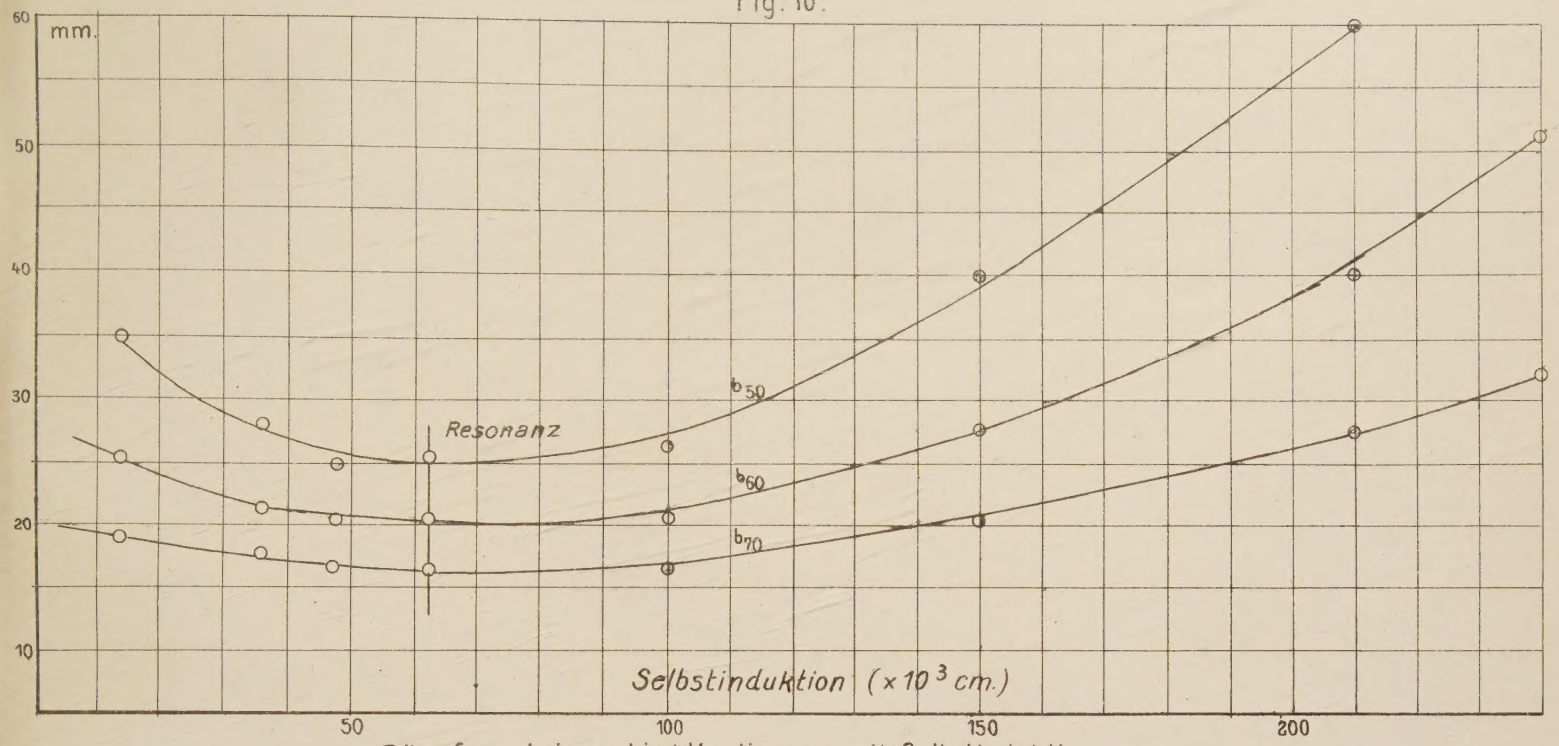
Abhängigkeit der Kapazitätsverschiebung und der Dämpfung vom Abstand der Spulen L_5 und L_6

Fig. 15.



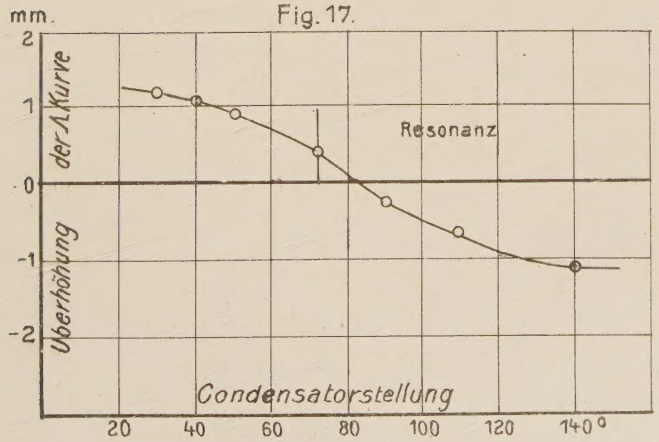
Rückwirkung und Dämpfung als Funktion des Kopplungskoeffizienten K^2.

Fig. 16.



Dämpfung bei verschied. Verstimmung mit Selbstinduktion.

Fig. 17.



Überhöhung der Dämpfungskurve bei verschied. Kondensatorstellung im Barretterkreis.